

T H E S E S

présentées

A La FACULTE des SCIENCES de l'UNIVERSITE de PARIS

Pour obtenir le titre de Docteur - Ingénieur

par

Brigitte L A M O U R O U X

1ère Thèse - Micro-usinage par faisceau laser

2ème Thèse - Utilisation de la sphère de Poincaré en polarimétrie.

Application à la photoélasticimétrie

Soutenues le Juin 1970 devant la Commission d'examen

28 MAI 1970

M. FRANÇON

Président

J.E. BLAMONT

F. TEISSIER du CROS

J. HURIET

} Examineurs

} Membre invité

T H E S E S

présentées

A La FACULTE des SCIENCES de l'UNIVERSITE de PARIS

Pour obtenir le titre de Docteur - Ingénieur

par

Brigitte L A M O U R O U X

1ère Thèse - Micro-usinage par faisceau laser

2ème Thèse - Utilisation de la sphère de Poincaré en polarimétrie.
Application à la photoélasticimétrie

Soutenues le Juin 1970 devant la Commission d'examen

M. FRANÇON

Président

J.E. BLAMONT

F. TEISSIER du CROS

J. HURIET

} Examineurs

Membre invité

THE UNIVERSITY OF LEIDEN

THE UNIVERSITY OF LEIDEN

1711

THE UNIVERSITY OF LEIDEN



THE UNIVERSITY OF LEIDEN

THE UNIVERSITY OF LEIDEN
THE UNIVERSITY OF LEIDEN
THE UNIVERSITY OF LEIDEN
THE UNIVERSITY OF LEIDEN

A mes parents.

.../



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551501_0043

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique D.P.M. à l'Ecole Polytechnique sous la haute direction de Monsieur le Professeur M.FRANÇON et de Monsieur F.TEISSIER du CROS : qu'ils trouvent ici l'expression de mes remerciements et de ma respectueuse reconnaissance.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur J.HURIET pour le soutien très précieux et les conseils qu'il m'a prodigués tout au long de la réalisation de cette étude.

Que Monsieur A. ROBERT, trouve ici l'expression de mes sincères remerciements pour l'aide qu'il m'a apportée dans la rédaction du second sujet.

Je remercie particulièrement Mrs.VERDONE et DEUTSCH pour les conseils et les encouragements qu'ils m'ont prodigués.

Je remercie tout spécialement Monsieur G.BOYER qui m'a beaucoup aidé pour les calculs théoriques sur la répartition d'énergie et aussi pour l'obtention et l'étude des couches minces utilisées lors de la réalisation des micro-empreintes.

La compétence de Monsieur E. de BAZELAIRE, Madame DORVILLE et Mademoiselle Y. VERGNAUD m'a été précieuse pour la préparation des expériences : je les remercie pour leur amicale collaboration.

Monsieur A. ANDOQUE et les techniciens du Laboratoire VIGNAL ont participé avec beaucoup de patience au montage pratique des manipulations, qu'ils trouvent ici l'expression de toute ma gratitude.

.../

Cette étude entrant dans le cadre d'un contrat DRME, je suis très reconnaissante à cet organisme, et en particulier au Colonel FUERXER Chef de la Division Optique, sans l'aide duquel elle n'aurait pu être effectuée.

Je tiens enfin à remercier le service de mécanique appliquée du Laboratoire Central de l'Armement, dirigé par Monsieur C. SAUVAIRE, d'avoir bien voulu effectuer les coupes et les contrôles nécessaires à ce travail.

S O M M A I R E

INTRODUCTION

CHAPITRE I - Les différents procédés de micro-usinage

- I.1. - Technique classique de perçage
- I.2. - Ultrasons
- I.3. - Faisceau d'électrons
- I.4. - Usinage électrochimique
- I.5. - Electroérosion
- I.6. - Découpe chimique
- I.7. - Faisceau laser

CHAPITRE II - Mise au point du matériel d'expérimentation

- II.1. - Introduction
- II.2. - Enceintes réfléchissantes
- II.3. - Choix de l'optique

CHAPITRE III - Calculs théoriques de la répartition d'énergie en lumière cohérente dans le plan de l'image.

- III.1. - Cas d'un objet circulaire
- III.2. - Calcul d'images de diffraction de carrés de différentes dimensions.
- III.3. - Diffusivité thermique.

CHAPITRE IV - Réalisation de micro-trous ou d'empreintes profondes dans des matériaux massifs.

- IV.1. - Mise au point de la méthode de travail
- IV.2. - Résultats et limites pour des trous circulaires
- IV.3. - Résultats et limites pour des empreintes de formes diverses.

.../

CHAPITRE V - Micro-empreintes sur couches minces

V.1. - Résultats

V.1. bis - Réalisation d'une résistance sur couche mince

V.2. - Limites

CHAPITRE VI - Micro-soudures.

CHAPITRE VII - Conclusions et bibliographie.

I N T R O D U C T I O N

En 1917, E. EINSTEIN [1] suggérerait l'existence de "l'émission stimulée" comme nécessaire à l'établissement de la formule de Planck relative au rayonnement du corps noir :

[2] Soit un ensemble d'atomes de même espèce possédant 2 niveaux d'énergie E_1 et E_2 à un instant t , il y a N_1 atomes dans E_1 et N_2 dans l'état E_2 . Ces atomes sont enfermés dans une cavité de volume V contenant n photons à l'instant t , d'énergie :

$$W = h\nu = E_2 - E_1$$

Ces photons sont donc en résonance avec les atomes précédents. La densité d'énergie électromagnétique correspondante est :

$$U = \frac{nh\nu}{V}$$

L'émission spontanée : atomes du niveau E_2 qui "tombent" au niveau E_1 en émettant un photon, est proportionnelle à N_2 ; l'absorption : atomes de niveau E_1 qui "montent" au niveau E_2 en absorbant un photon, est proportionnelle à $n N_1$ ou $U N_1$ pendant l'unité de temps.

Or, ces proportionnalités ne sont pas vérifiées. Il existe en effet un processus d'émission supplémentaire, dû à la présence de photons en résonance, qui s'appelle émission induite ou stimulée. Un atome, dans l'état E_2 frappé par un photon, "tombe" en l'état E_1 en émettant un autre photon : il y a "amplification par émission stimulée de radiation". Les coefficients d'absorption et d'émission stimulée étant égaux : (résultat théorique dû à EINSTEIN) :

$$\frac{dU}{dt} = aN_2 + bUN_2 - bUN_1$$

.../

si, par "inversion de population", N_2 devient supérieur à N_1 , le système deviendra un amplificateur.

Les travaux de A.KASTLER et J.BROSSEL aboutirent en 1943 au "pompage optique" qui permet de réaliser l'inversion de population au moyen d'un rayonnement lumineux intense.

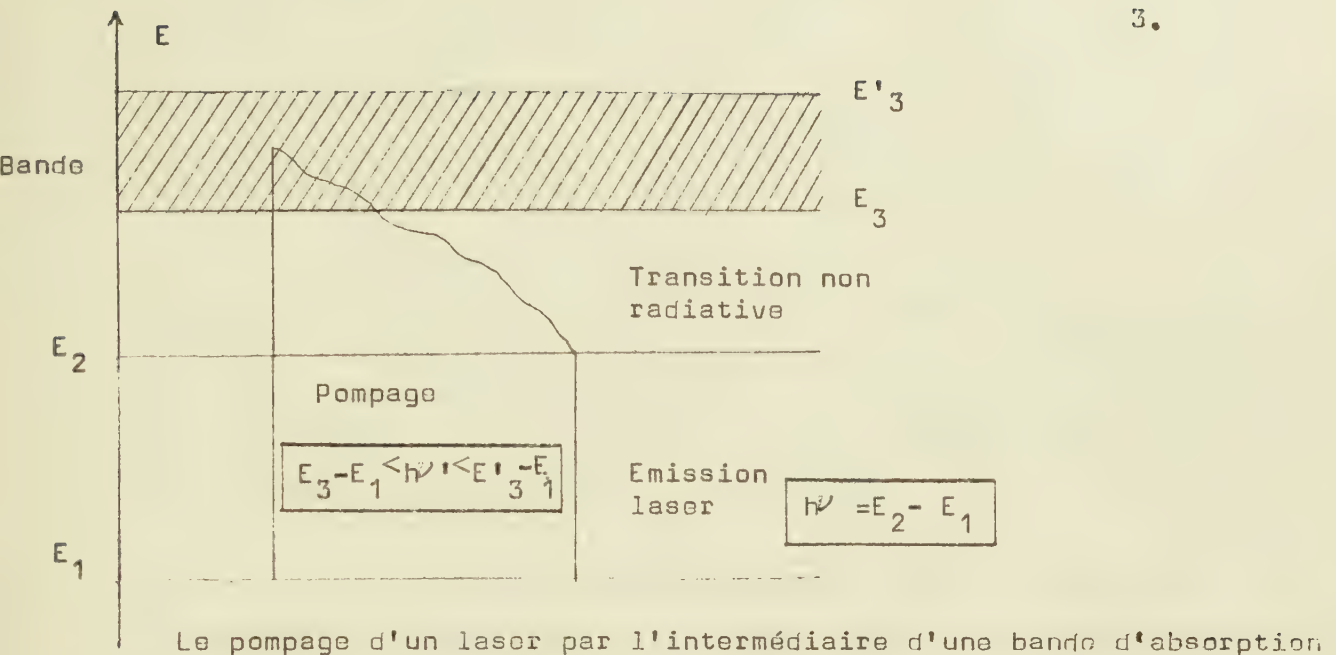
En 1954, C.H. TOWNES réalisa le premier maser (Molecular Amplification by Stimulated Emission of Radiation) à l'ammoniac.

En 1957, N.D. BASOV et A.M. PROKHOROV mettaient au point un nouveau maser fonctionnant dans les ondes centimétriques mais facilement transposable aux ondes lumineuses.

En 1960, T.H. MAIMAN obtenait pour la première fois l'effet laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) à l'aide du montage suivant :

Un barreau de monocristal de rubis dont les faces métallisées forment la cavité Fabry-Perot servant d'amplificateur est entouré d'un flash à éclair au xénon permettant le pompage optique.

Il s'agit d'un laser à 3 niveaux : le niveau E_3 est en fait une bande large permettant un pompage polychromatique, les niveaux E_1 et E_2 , entre lesquels s'effectue la transition, sont étroits.



Les lasers solides utilisés actuellement fonctionnent de manière discontinue en régime relaxé ou déclenché.

Pour un laser "relaxé", l'émission lumineuse d'une durée comprise entre $100 \mu s$ et $1 ms$ est constituée d'un grand nombre d'impulsions élémentaires très brèves. Un faisceau laser est dit "déclenché" lorsqu'ayant empêché le démarrage de l'oscillation dans la cavité, celle-ci est libérée très rapidement au moment où le pompage est suffisant, il se produit alors une impulsion géante libérant toute l'énergie accumulée. La durée de cette impulsion est de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-7} seconde. Ces lasers à solides ont de nombreuses applications de laboratoire [3] et sont aussi utilisées en biologie, en médecine (par exemple pour le traitement du décollement de la rétine) en télémétrie pour les mesures terrestres et spatiales (détermination de la distance Terre-Lune)

Les lasers à gaz basés sur le même principe que les précédents fonctionnent en régime continu, ils sont utilisés pour le réglage des machines de précision, en spectroscopie, en holographie en polarimétrie etc... Leur puissance est beaucoup moins grande mais la cohérence de l'émission est plus élevée.

Les lasers à liquides en sont encore au stade de laboratoire, ils sont actuellement peu fiables et délivrent une énergie nettement insuffisante, il est cependant probable qu'ils connaîtront dans les années à venir un développement comparable aux précédents,

CHAPITRE - I

LES DIFFERENTS PROCEDES de MICRO - USINAGE

.../

I.1. - Perçage classique

Dès que des problèmes de micro-perçage se sont présentés (réalisation de trous pour les filières, micro-fuites, etc....) les utilisateurs ont cherché à appliquer les méthodes mécaniques habituelles, mais les difficultés de fabrication des forets et le problème du perçage en lui-même ont rapidement fixé des dimensions, en dessous desquelles il n'était pas possible d'obtenir de résultats.

En effet, les forets les plus fins, de type hélicoïdal qui ont été fabriqués, ont des diamètres de quelques dixièmes de mm et les usinages réalisés avec ceux-ci sont très délicats : le foret se cassant ou se tordant en fin de perçage; de plus le rapport entre la profondeur obtenue et le diamètre ne peut que très rarement dépasser 10.

II.2. - Ultrasons

Le principe de cette méthode [4] très utilisée aussi pour le nettoyage des pièces de faibles dimensions, est d'animer un outil, dont la surface active reproduit la forme de l'usinage demandée, d'un mouvement vibratoire perpendiculaire à la surface de la pièce et d'injecter un liquide contenant un abrasif en suspension entre la pièce et l'outil.



Foret de diamètre 200_{μ}



Alimentation laser

Batterie de capacité 800_{μ}F .

Alimentation Haute tension stabilisée : 5000 V

Cette méthode ne permet pas de dépasser, en général, un rapport 10 entre la longueur du trou percé et le diamètre de celui-ci (pour éviter une rupture d'outil due à des vibrations parasites).

Les matériaux les plus fragiles sont les plus faciles à usiner (céramique, porcelaine) pour une question de vitesses. La précision dépend de la dimension moyenne des grains abrasifs et de l'amplitude vibratoire (celle-ci est habituellement de $10\text{ }\mu$).

Les limites en diamètre sont assez rapidement atteintes, un diamètre de $300\text{ }\mu$ est une limite inférieure, même en utilisant un outil troué au centre pour aspirer la matière enlevée.

I.3. - Faisceau d'électrons

Un faisceau d'électrons est focalisé en un point de la pièce à usiner, dans une enceinte à vide, et provoque ainsi une fusion locale avec projection de matière sans vaporisation. [5]

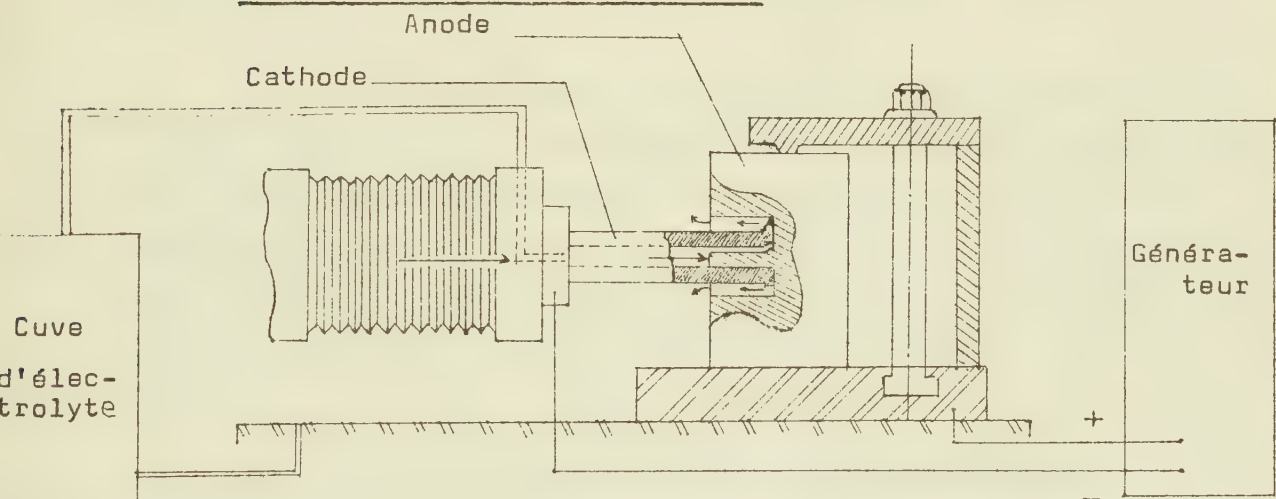
Le diamètre minimum obtenu lorsqu'il s'agit d'alésages circulaires dépend essentiellement de la profondeur de l'orifice et de la qualité de mise au point du faisceau d'électrons; celui-ci n'est en effet jamais ponctuel (chocs de Coulomb, mouvements thermiques propres des particules du faisceau, astigmatisme de la lentille de convergence, etc.....).

Enfin, pour être sûr d'obtenir des trous reproductibles et parfaitement circulaires, il faut usiner en faisant tourner le faisceau sur lui-même ce qui augmente les dimensions minima réalisables.

Pour des épaisseurs ^{de} 1 à 2 dixièmes de mm, le diamètre minimal est $10\ \mu$ et pour 1 mm d'épaisseur : $20\ \mu$ (dans les matériaux les plus favorables).

La reproductibilité n'est pas bonne de sorte qu'il faut constamment vérifier et corriger la valeur de l'énergie en cours d'usinage. De plus la mise sous vide de la pièce à usiner entraîne des pertes de temps importantes.

I.4. - Usinage électrochimique



Principe du forage électrolytique

Ce procédé s'appelle aussi usinage électrolytique [6]. Pour percer des métaux, la méthode utilisée est dite de "dûfonçage": un

outil servant de cathode, reproduit en négatif la forme à découper, il est percé au centre de manière à laisser passer l'électrolyte injecté sous pression élevée. La pièce à usiner est placée à environ $\frac{1}{10}$ de mm de l'outil et sert d'anode. Les densités de courant utilisées sont en général de l'ordre de 1A/mm^2 pour atteindre des vitesses d'usinage acceptables.

Suivant les métaux et la densité de courant utilisé, on obtient une rugosité variable mais toujours excellente, de l'ordre de $0,25\text{ }\mu$, en comparaison de celle que produisent les autres méthodes.

Les avantages de cette méthode sont un usinage indépendant de l'état structural de la pièce, sans chauffage de la pièce, sans altération mécanique, sans usure de l'outil. Les limites sont imposées par les dimensions de l'outil qui peuvent jusqu'à présent, difficilement descendre en dessous de $\frac{6}{10}$ de mm.

Aux Etats-Unis, une variante permet d'abaisser les limites d'usinabilité : la pièce à percer constitue toujours l'anode mais l'électrolyte (généralement un acide) est projeté à haute pression sur la pièce à travers un bec spécial, isolé, qui charge cathodiquement le jet d'électrolyte. Le rapport profondeur/diamètre est très intéressant; pour la majorité des métaux, il est supérieur à 50.

Des perçages de 0,3 mm de diamètre dans une tôle de 4 mm d'épaisseur ont été réalisés de cette manière. La conicité était de 20 % mais il n'est pas possible d'atteindre un diamètre plus faible,

1.5. - Electroérosion

Il s'agit ici de l'usinage par étincelles [7] et comme pour l'usinage électrochimique, la plus petite dimension de micro-usinage réalisable est fixée par les caractéristiques des outils, les diamètres minimums d'électrode sont d'environ $30 \mu^{\text{ce}}$ qui permet d'obtenir des trous circulaires supérieurs ou égaux à 50μ ou encore des fentes de largeur 70μ avec une précision de $\pm 1 \mu$.

L'enlèvement de matière est causé par l'action d'un échauffement local élevé allant jusqu'à la vaporisation de la matière usinée et de chocs électromagnétiques aussi bien que mécaniques.

Pour pouvoir percer des épaisseurs suffisantes, il faut utiliser une électrode creuse avec circulation de liquide ce qui porte la dimension du diamètre minimum à 200μ .

La qualité de surface peut être excellente (environ $0,5 \mu$) à condition d'augmenter considérablement le temps d'usinage, il devient alors très supérieur à celui utilisé pour l'usinage électrochimique.

1.6. - Découpe chimique

C'est le procédé d'usinage qui donne actuellement les résultats les plus satisfaisants quand on opère sur de très faibles épaisseurs.

La méthode utilisée est la suivante : [8] et [9].

.../

Après avoir nettoyé avec beaucoup de soin la pièce à usiner, elle est recouverte d'une résine photosensible (par exemple Photo Resist de chez Kodak). On l'éclaire ensuite avec de la lumière ultraviolette, en interposant un cache qui limite le découpage à obtenir. Ce cache opaque à la lumière employée, est un négatif photographique, réalisé à partir d'une reproduction au grandissement X 20 (ou supérieur) de l'empreinte désirée. Après l'impression lumineuse de la résine, la pièce est plongée dans le bain chimique. Une fois l'attaque terminée la résine protectrice est ôtée. Cette méthode est actuellement utilisée pour l'obtention des caches servant à la fabrication des micro-circuits intégrés. Ils sont réalisés le plus souvent dans des feuilles d'alliages Cu-Be ou de Nickel d'épaisseur inférieure à $50\ \mu$; les limites de diamètre et de largeur pour les traits sont à peu près égales à l'épaisseur du métal découpé, ainsi les trous réalisés dans des feuilles de Cu-Be de $20\ \mu$ d'épaisseur ont un diamètre minimum de $20\ \mu$. La découpe chimique est utilisable également dans le cas d'une couche appartenant à un microcircuit. La résine photo-sensible est déposée sur cette couche, elle est éclairée à travers le négatif, plongée dans le bain chimique, puis ôtée. La couche mince se trouve directement usinée sans utilisation d'un cache. Les traits obtenus ont quelques microns de large. Mais les conditions du travail sont difficiles et le rendent très long.

I.7. - Usinage par faisceau laser

Le mode d'action de la lumière laser sur un échantillon varie avec la durée de l'émission laser.

En régime déclenché, les puissances atteintes sont très importantes, il y a très rapidement création d'un plasma si bien que

.../

la profondeur de l'usinage est très réduite, le plasma absorbant toute l'énergie, les faibles actions observées sont dues à l'interaction du plasma avec l'échantillon, que celui-ci soit métallique ou isolant.

Le régime relaxé permet une action en profondeur c'est à dire le micro-perçage et les micro-soudures, le temps d'émission étant beaucoup plus important, les puissances utilisées ne permettent pas la création d'un plasma et il faut distinguer deux cas selon que l'échantillon est conducteur ou isolant.

S'il est isolant, il est probable que l'attaque est due aux impuretés ou à un effet multiphotonique.

S'il est conducteur, l'action est due à un simple effet joule, l'énergie nécessaire à l'usinage est alors toujours beaucoup plus faible que dans le cas précédent.

Plusieurs laboratoires aux Etats-Unis et en Europe ont essayé de réaliser des micro-perçages et des micro-soudures à l'aide du faisceau d'un laser relaxé. Les résultats obtenus ont généralement donné lieu aux critiques ci-après .

- manque de reproductibilité
- cratères très importants en surface
- conicité importante des cavités obtenues, irrégularité dans le cas d'alésages circulaires
- enfin dans le cas des usinages non circulaires, irrégularité des bords due à un usinage point par point (focalisation du faisceau sur la pièce et déplacement de celle-ci)

Cependant ces résultats permettaient d'espérer la réalisation facile d'usinages de bonne qualité et de très faibles dimensions.

.../

CHAPITRE II -

MISE au POINT du MATERIEL d'EXPERIMENTATION

.../

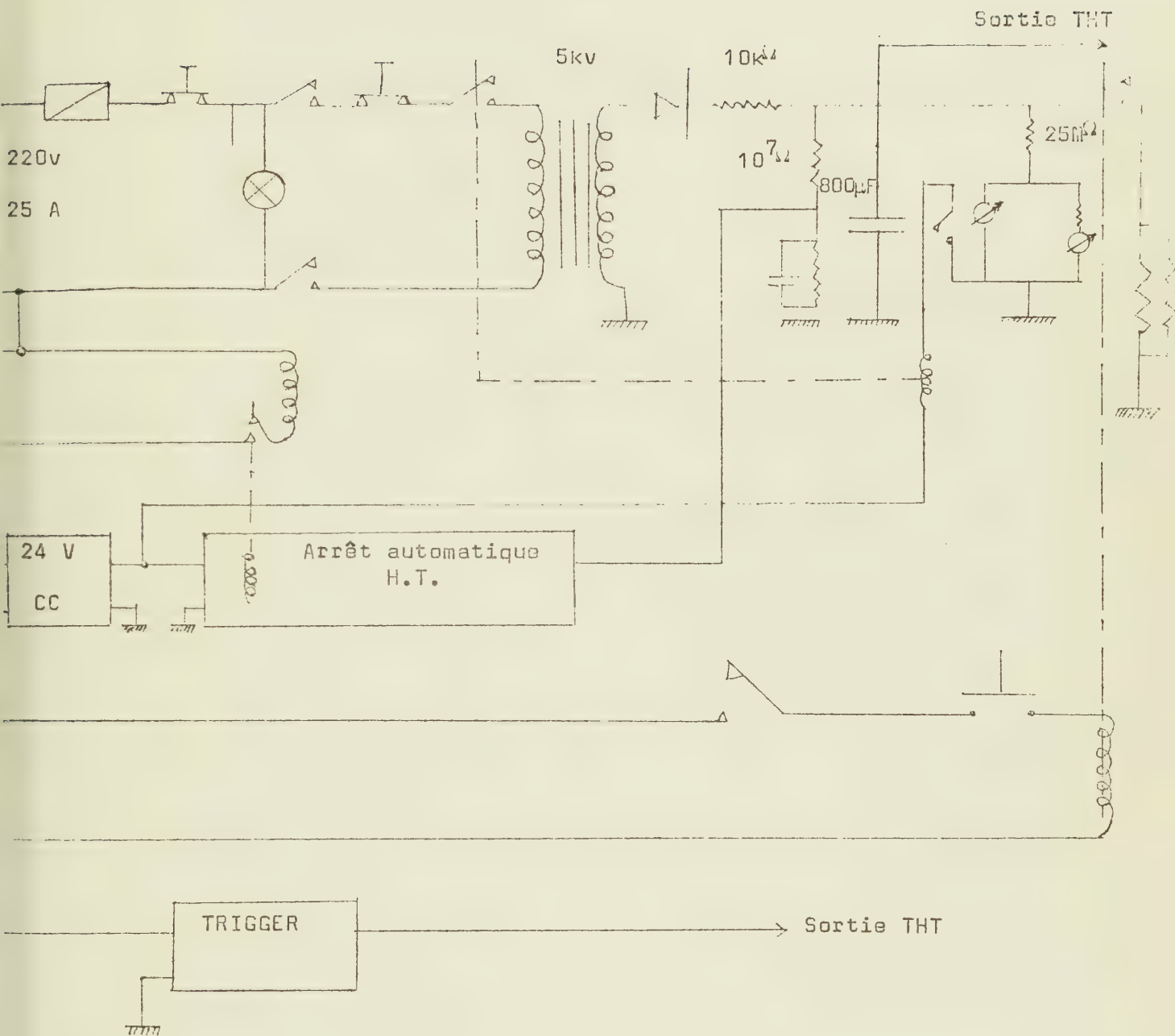
II.1. - Introduction

Pour pouvoir réaliser des usinages reproductibles, il fallait que le montage choisi permette d'obtenir dans le plan de l'échantillon une densité d'énergie constante et uniforme. Ceci imposait deux conditions :

- la première était d'avoir une densité d'énergie constante dans le plan d'une pupille d'entrée; il fallait donc concevoir une cavité laser permettant des émissions reproductibles et un système d'alimentation des flashes très fidèle.

Nous avons construit au laboratoire, une alimentation à la tension de 5000V . Les condensateurs ayant au total une capacité de 800 μ F peuvent fournir une énergie de 10.000 joules dans les tubes à éclairs. La reproductibilité des éclats demande une bonne précision dans la mesure de la tension de charge. Celle-ci est vérifiée à $\pm$ 8V près, à l'aide d'un voltmètre électronique (Rochar classe 0,2) à affichage numérique, au niveau des bornes des flashes.

Enfin, pour allonger la durée de la décharge et la vie des flashes, une self de 0,5 Henry a été placée dans le circuit d'alimentation. La page suivante reproduit le circuit détaillé de cette alimentation.



Courant primaire de pointe 25 A

Courant secondaire de pointe 1A

Temps de charge $\approx$ 25 s

Etincelle trigger 20 à 30 kv

Synoptique de l'alimentation "laser"

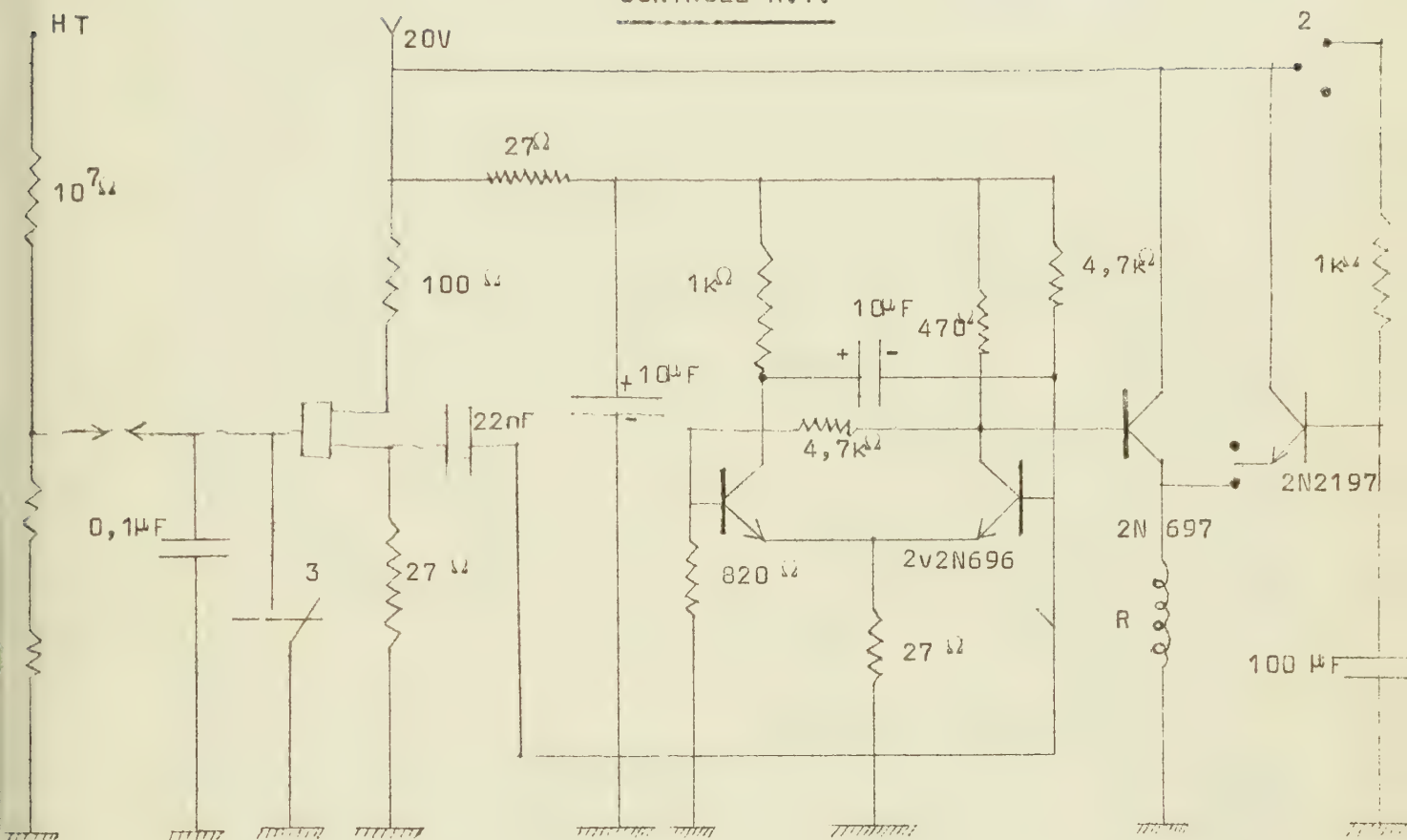
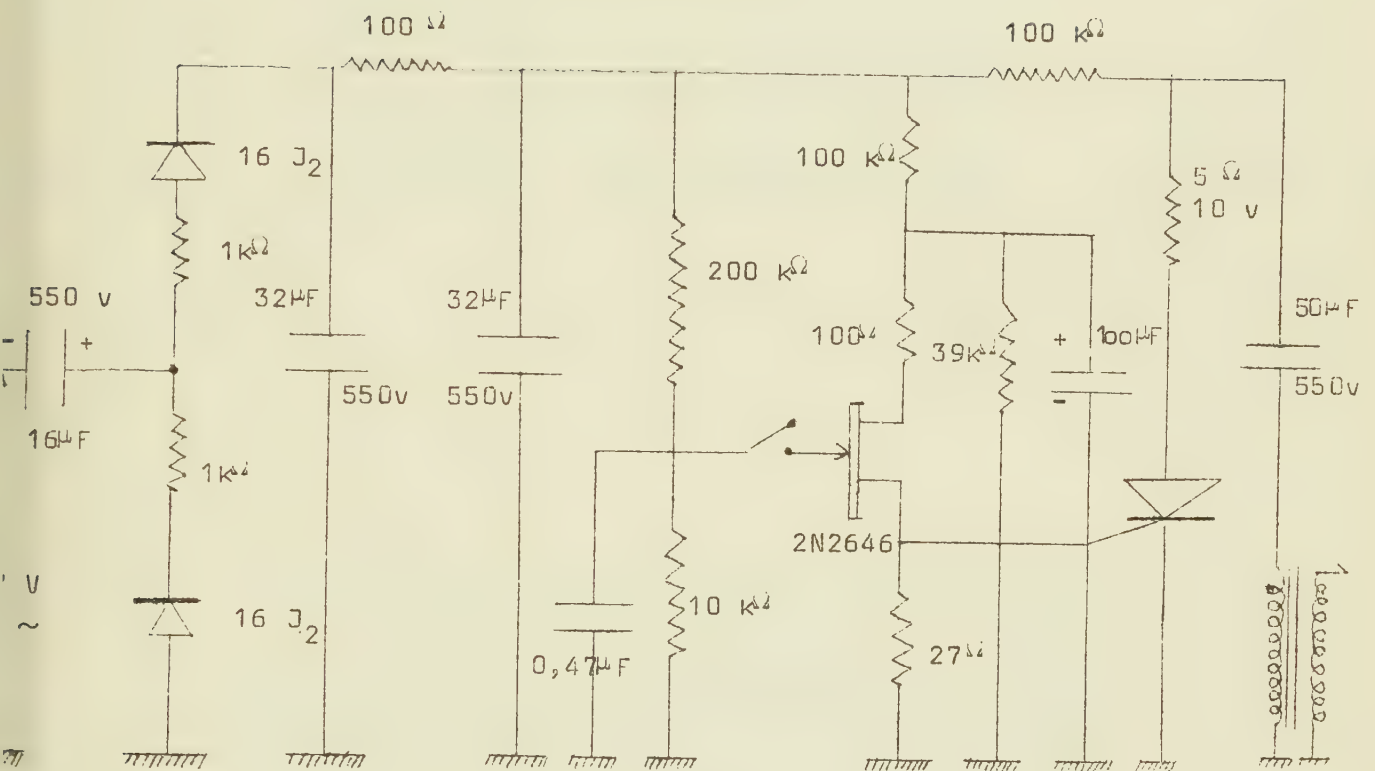
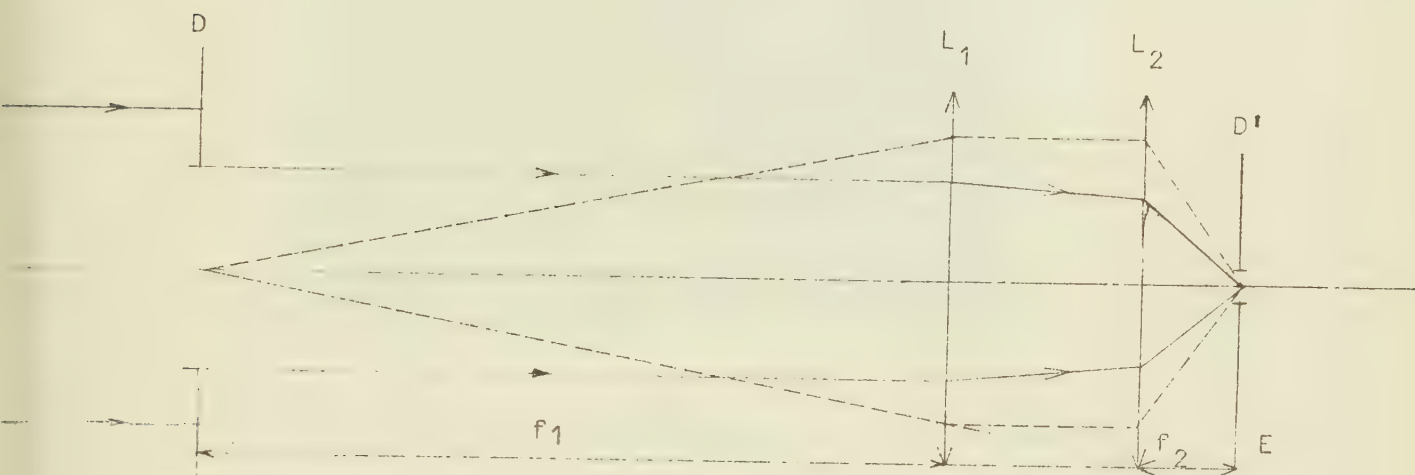
CONTROLE H.T.

Schéma du trigger

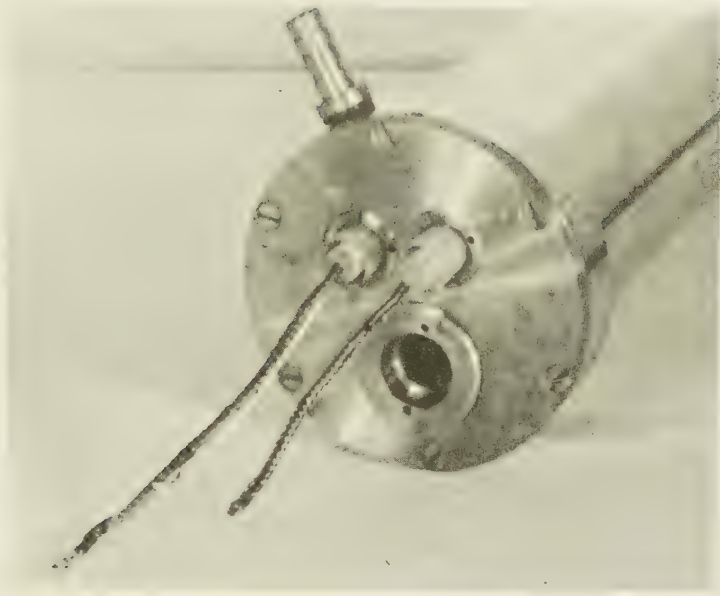
- La seconde condition était la transmission de cette densité d'énergie dans le plan de l'usinage. Nous avons choisi pour ce faire le montage classique de conjugaison de pupille; le schéma théorique de la manipulation est donc le suivant:



- Schéma de principe

D représente un agrandissement de l'image désirée, usiné par découpe chimique dans des feuilles de Cu-Be d'épaisseur 50μ , il est situé au foyer d'une lentille L_1 , D' représente l'image souhaitée, elle est égale à YD avec $Y = \frac{f_2}{f_1}$. L'échantillon est placé dans le plan D'. Le faisceau laser focalise en avant de D'.

.../



Position des différents éléments dans l'enceinte.



Eléments du montage laser.

II.2. - Enceintes réfléchissantes

Le choix de la cavité était primordial pour cette manipulation; en effet, si la densité d'énergie n'était pas uniforme dans le plan du diaphragme d'entrée, la méthode proposée n'était plus applicable.

La première enceinte réalisée était circulaire pour des raisons de facilité mécanique et comprenait un rubis de diamètre 12,7 mm et de longueur 150 mm et 2 flashes linéaires placés en série (VCK Verre et Quartz). Le rubis avait été choisi pour sa fidélité, le barreau ayant des dimensions assez importantes pour pouvoir disposer d'une énergie suffisante et d'un faisceau laser présentant une grande section que l'on puisse diaphragmer pour ne conserver que la partie homogène.

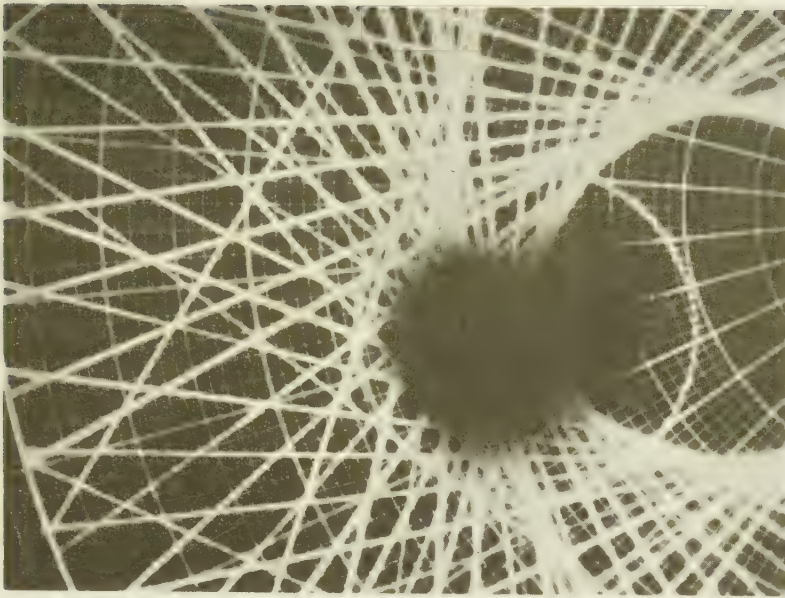
La paroi de l'enceinte est en laiton chromé.

Comme il fallait prévoir une cadence de tirs assez rapide, le volume intérieur de l'enceinte a été refroidi à l'eau désionisée ($t \approx 11^{\circ}\text{C}$) en circuit fermé. Les tubes à éclairer étant placés à l'intérieur de tubes en pyrex, l'étanchéité a été réalisée sur les flasques à l'aide de joints toriques.

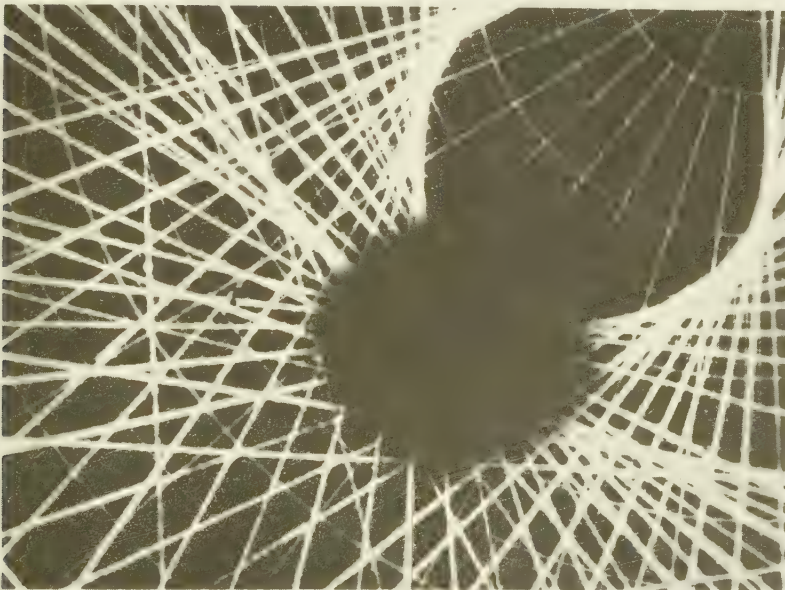
Ce mode de refroidissement permet de conserver la température du barreau de rubis constante donc d'augmenter la reproductibilité de l'émission laser.

Compte tenu des tolérances de montage (joints et bague de serrage pour assurer l'étanchéité) on a cherché les positions optimales du barreau de rubis et des tubes à éclairer, pour obtenir la meilleure répartition possible de l'énergie lumineuse émise.

.../



Superposition du schéma de marche des rayons lumineux et de l'émission laser réellement obtenue, la position du rubis est figurée par un cercle blanc.



Le rubis a été légèrement décalé par rapport à la position figurée ci-dessus, l'homogénéité est améliorée.

Le tube flash étant situé à une distance z de l'axe du cylindre de la cavité, nous avons calculé en supposant une émission uniforme et radiale la première et la seconde caustique dues à la réflexion des rayons sur les miroirs élémentaires qui constituent la paroi interne réfléchissante. (cf. Annexe 1).

Ces résultats ont été vérifiés pratiquement de la manière suivante : L'énergie totale à la sortie du laser est mesurée à l'aide d'une thermopile reliée à un micro-voltmètre, une simple lecture donne l'énergie lumineuse, la thermopile étant pré-étalonnée. La courbe $E = f(E')$ représente la variation de l'énergie émise par le rubis en fonction de l'énergie fournie aux flashes.

Pour vérifier la répartition spatiale de l'énergie nous avons photographié le faisceau laser après avoir interposé des densités avec des plaques Kodak infra-rouge type 2L. Les photographies de la planche III représentent l'émission laser obtenue suivant la position du rubis dans la cavité réalisée.

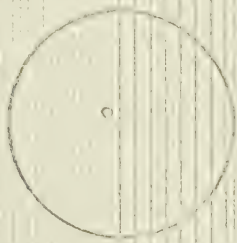
Les plaques photographiques ont été étudiées à l'aide d'un micro-densitomètre, les courbes obtenues sont représentées page 15 bis il s'agit bien d'une répartition correspondant au mode fondamental.

Sur le même plan, une enceinte a été construite fonctionnant avec un verre au néodyme de $\varnothing$ 14 mm et longueur 200 mm fournissant une énergie supérieure mais dont la répartition spatiale de l'énergie varie notablement d'une impulsion à l'autre ce qui rend son utilisation beaucoup plus limitée : usinage de métaux très durs sur des épaisseurs importantes, réalisation de micro-creusets en tungstène par exemple.

.../



.../



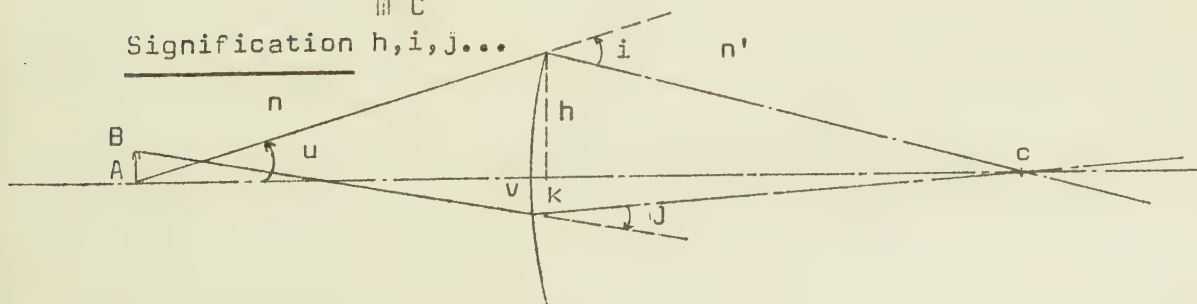
II.3. - Choix de l'optique

Au départ, un grandissement de $\frac{1}{20}$ a été retenu et un système à miroirs (type inverse d'un Cassegrain) a été choisi évitant ainsi les problèmes de chromatisme et facilitant, en conséquence, les réglages qui peuvent être effectués en lumière blanche. Des solutions comprenant des lentilles ont aussi été envisagées avec des grandissements variant de $1/10$ à $1/100$. Plus particulièrement un système optique à miroirs ayant un minimum d'aberrations géométriques, pour avoir la reproduction la plus fidèle possible du diaphragme, a été calculé de façon suivante :

II.3.1. Notations [10][11][12]

f_1	: focale du 1er miroir	$\emptyset_1$	: diamètre du premier miroir
f_2	: focale du 2ème miroir	$\emptyset_2$	: diamètre du second miroir
d	: distance des deux miroirs		
p	: position du diaphragme		
S_I	: somme de Seidel relative à l'aberration sphérique		
S_{II}	: " " " " à la coma		
S_{III}	: " " " " à l'astigmatisme		
S_{IV}	: " " " " à la courbure de champ		
S_V	: " " " " à la distorsion		
$\mathcal{L}$	: invariant de Lagrange		
P	: coefficient de Petzval		
c	: $\frac{1}{R}$: courbure du miroir		

Signification $h, i, j, \dots$



.../

II.3.2. CALCUL des ABERRATIONS

Le calcul exposé a été effectué de la manière suivante :
choix d'une solution à priori puis action sur les paramètres tels que courbures des miroirs, de manière à réduire au maximum les effets d'aberration. On évalue donc les sommes de Seidel qu'il y a lieu de rendre minimales.

Les résultats ci-après précisent le système adopté et la valeur des aberrations dans ce cas particulier.

Système proposé :

2 miroirs :	f_1	:	80 mm	ϕ_1	=	35 mm
	f_2	:	131 mm	ϕ_2	=	103 mm
	d	:	220 mm			
	F_1^P	:	1800 mm			

Expression des sommes de Seidel :

$$S_I = - \frac{1}{8} h (n_i)^2 \Delta \left(\frac{u}{n} \right)$$

$$S_{II} = - \frac{1}{2} h (n_i) (n_j) \Delta \left(\frac{u}{n} \right)$$

$$S_{III} = - \frac{1}{4} h (n_j)^2 \Delta \left(\frac{u}{n} \right)$$

$$S_{IV} = - \frac{1}{2} h (n_j)^2 \Delta \left(\frac{u}{n} \right) + \frac{1}{4} \ell^2 p$$

$$S_V = - \frac{1}{2} h \left(\frac{n_j}{n_i} \right)^3 \Delta \left(\frac{u}{n} \right) + \frac{1}{2} \frac{n_j}{n_i} \ell^2 p$$

$$p = - c \Delta \left(\frac{1}{n} \right)$$

.../

Expression des quantités $u, j, i \dots$

l'indice 1, représente l'espace objet

"	'1,	"	l'espace situé	après le 1 ^{er} miroir
"	2,	"	"	avant le 2 ^è miroir
"	'2,	"	"	après le 2 ^è miroir

d'après les conventions de signe :

$$i_1 = u + h c_1$$

$$i'_1 = -u - h c_1$$

$$u_2 = u'_1 = -u - 2 h c_1$$

$$h_2 = h + e (-u - 2 h c_1)$$

$$c_1 > 0 \quad c_2 > 0 \quad e < 0$$

c'est le sens du 1^{er} rayon (lumière) qui détermine le sens > 0 et à chaque réflexion n change de signe

$$i_2 = -u - 2 h c_1 + \left| h + e (-u - 2 h c_1) \right| c_2$$

$$i'_2 = +u + 2 h c_1 - \left| h + e (-u - 2 h c_1) \right| c_2$$

$$u'_2 = u + 2 h c_1 - 2 \left| h + e (-u - 2 h c_1) \right| c_2$$

$$j_1 = v + k c_1$$

$$j'_1 = -v - k c_1$$

$$v'_1 = -v - 2 k c_1$$

$$v_2 = -v - 2 k c_1$$

$$k_2 = k + e (-v - 2 k c_1)$$

$$j_2 = -v - 2 k c_1 + \left| k + e (-v - 2 k c_1) \right| e_2$$

Recherche de la pupille :

la formule :

$$\sigma \sigma' = f_1^2 \quad \text{avec } \sigma = \overline{F_1 M_2} \quad \sigma' = \overline{F_1 M'_2}$$

donne numériquement :

$$\sigma' = 21 \text{ mm} \quad \gamma = 0,2666$$

Diamètre de l'image (2) à travers (1) = $103 \times 0,2666 = 27,5 \text{ mm}$

le miroir n° (2) sert donc de pupille à l'ensemble

Calcul de la focale équivalente : F' :

$$\text{la formule : } \frac{n'}{F'} = nn' \frac{uv' - vu'}{l}$$

$$\text{s'écrit ici } \frac{n'_2}{F'} = n_1 n'_2 \frac{u_1 v'_2 - v_1 u'_2}{l}$$

numériquement

$$F' = 61 \text{ mm}$$

Calcul numérique de $u, h, i, i, \dots$

$$\text{tgu}_1 = 0,007729$$

$$\text{tgv}_1 = - 0,007307$$

$$u_1 = 0,007729$$

$$h_1 = 13,3 \text{ mm}$$

$$v_1 = - 0,007307$$

$$k_1 = 0,4311 \text{ mm}$$

$$i_1 = 0,091$$

$$i'_1 = - 0,091$$

$$u'_1 = - 0,174$$

$$u_2 = - 0,174$$

$$h_2 = 51,58 \text{ mm}$$

$$i_2 = 0,023$$

.../

$$\begin{aligned}
 i'_2 &= - 0,023 \\
 u'_2 &= - 0,22 \\
 j_1 &= - 0,00462 \\
 j'_1 &= + 0,00462 \\
 v'_1 &= 0,00193 \\
 v_2 &= + 0,00193 \\
 k_2 &= 0 \\
 j_2 &= + 0,00193 \\
 j'_2 &= - 0,00193 \\
 v'_2 &= - 0,00193
 \end{aligned}$$

Calcul numérique des sommes de Seidel :

Pour une aberration déterminée, la somme de Seidel est calculée d'abord pour chaque miroir. On additionne les sommes de Seidel pour évaluer l'effet de l'ensemble

$$- S_I = - \frac{1}{8} h (ni)^2 \Delta \left(\frac{u}{n} \right)$$

$$S_{I_1} = - 0,00229$$

$$S_{I_2} = + 0,00135$$

$S_{I_{total}} = - 0,000947 \text{ mm}$

$$- S_{II} = - \frac{1}{2} h (ni) (nj) \Delta \left(\frac{u}{n} \right)$$

$$S_{II_1} = + 0,0004641$$

$$S_{II_2} = + 0,000451$$

$S_{II_{total}} = + 0,000915 \text{ mm}$
--

.../

$$- S_{III} = - \frac{1}{4} h (nj)^2 \Delta \left(\frac{u}{n} \right)$$

$$S_{III_1} = - 0,00001177$$

$$S_{III_2} = + 0,00001889$$

$$S_{III_{total}} = + 0,00000712 \text{ mm}$$

$$- S_{IV} = - \frac{1}{2} h (nj)^2 \Delta \left(\frac{u}{n} \right) + \frac{1}{4} \ell^2 p$$

$$\text{avec } \ell = n (h\nu - ku)$$

numériquement :

$$\ell = - 0,099549$$

$$\text{et } p = - c \Delta \left(\frac{1}{n} \right)$$

numériquement :

$$p_1 = + 0,0125$$

$$p_2 = - 0,00763$$

$$\text{d'où : } S_{IV_1} = + 0,00000925$$

$$S_{IV_2} = + 0,00001853$$

$$S_{IV_{total}} = + 0,0000278 \text{ mm}$$

$$- S_V = - \frac{1}{2} h \frac{(n_i)^3}{n_i} \Delta \left(\frac{u}{n} \right) + \frac{1}{2} \frac{i}{i} l^2 p$$

$$S_{V_1} = - 0,00000198$$

$$S_{V_2} = - 0,000000025$$

$S_{V_{total}} = - 0,00000200 \text{ mm}$

Calcul de Δ total

D'une manière générale :

$$n' \Delta' = s_I \rho^4 + C_I \rho^3 \cos \varphi + a \rho^2 \cos 2\varphi + d \rho^2 + K \rho \cos \varphi$$

que l'on peut exprimer également en fonction des sommes de Seidel. [13]

$$n' \Delta' = S_I + S_{II} \cos \varphi + S_{III} \cos 2\varphi + S_{IV} + S_V \cos \varphi$$

Δ' représente l'écart aberrant.

$$\text{Pour } \cos \varphi = \cos 2\varphi = 1$$

Ceci donne numériquement :

$\Delta' = 0,00105 \mu$

CHAPITRE III -

CALCUL de la REPARTITION d'ENERGIE en LUMIERE

COHERENTE dans le PLAN de l'IMAGE

.../

III.1. - Cas d'un objet circulaire

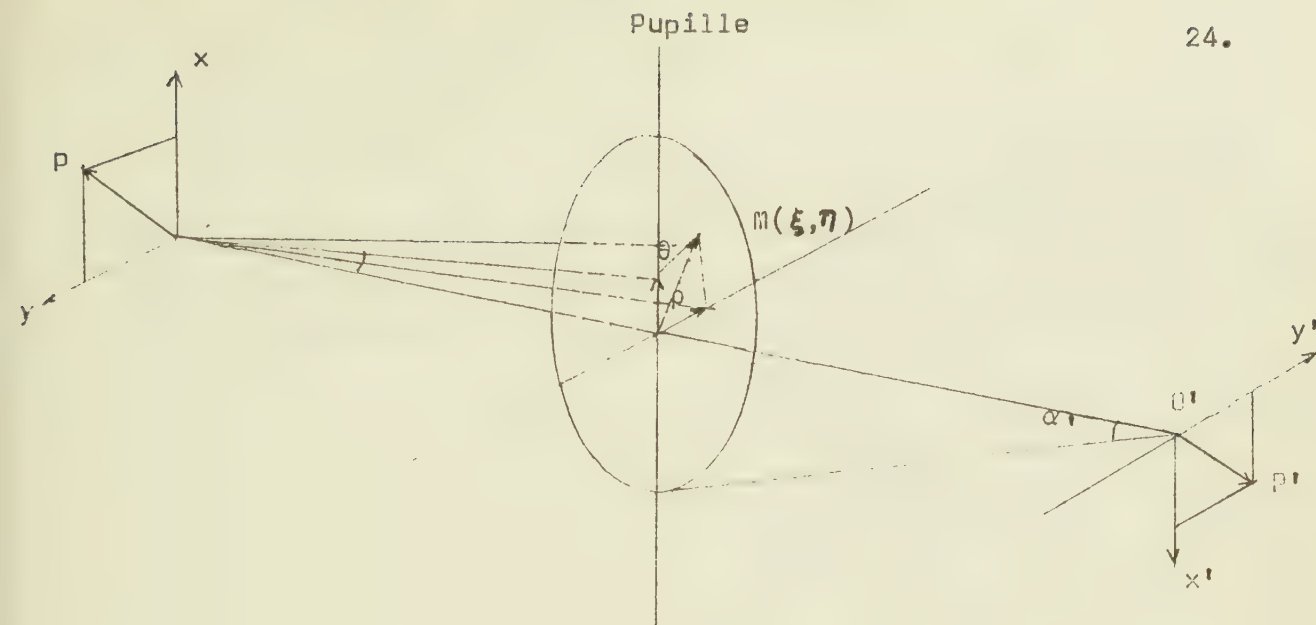
Nous allons calculer l'influence des faibles aberrations dans la répartition lumineuse du plan image quand l'éclairage est supposé parfaitement cohérent (cas du laser). L'objet est, dans une première étude, un disque à la surface duquel la répartition d'amplitude vibratoire est constante.

Nous avons utilisé comme point de départ, une formule proposée par A. MARECHAL et M. FRANCON dans l'ouvrage "Diffraction et structures des images" [14] qui donne l'expression de l'amplitude complexe de la vibration lumineuse dans le cas de l'éclairage cohérent. Tous les calculs ont été effectués en supposant les aberrations faibles.

L'amplitude lumineuse peut s'exprimer sous la forme :

$$A(x', y') = \iint_{\text{objet}} O(x, y) E(x - x', y - y') dx dy$$

O	représente la fonction objet
E	" la fonction d'appareil
x,y,z	" les coordonnées dans l'espace objet
x',y',z'	" les coordonnées dans l'espace image
a	" rayon du disque objet



Dans le cas d'un objet circulaire

$$O(x, y) = 1 \quad \text{pour } x^2 + y^2 < a^2$$

$$O(x, y) = 0 \quad \text{pour } x^2 + y^2 > a^2$$

la fonction $E(x', y')$ est de la forme:
$$2 \frac{J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha' \sqrt{x'^2 + y'^2} \right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \alpha' \sqrt{x'^2 + y'^2}}$$

J_1 étant la fonction de Bessel de 1er ordre et de 1ère espèce, dans le cas où les aberrations sont négligées. Si l'on tient compte des aberrations, $E(x', y')$ n'a plus une expression simple, elle est la transformée de Fourier de l'amplitude lumineuse créée par un point lumineux en O, sur la pupille P, c'est à dire la fonction de transfert.

Si Δ représente la fonction d'aberration, $e^{ik\Delta}$ représente la fonction de transfert et : [15] [16] [17] [18]

$$E(r, \psi) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} e^{ik[\Delta + \alpha' \rho \cos(\theta - \psi)]} \rho d\rho d\theta$$

Le calcul de $A(x', y')$ est simplifié si l'on applique le théorème de Parseval. La transformée de Fourier de A est égale, en vertu de ce théorème, au produit de la fonction de transfert par la transformée de Fourier de la fonction objet O .

Pour un objet circulaire

$$T [O(x, y)] = 2 \frac{J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha, \rho_a \right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \alpha, \rho_a}$$

d'où

$$T[A(r, \psi)] = 2 \frac{J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha, \rho_a \right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \alpha, \rho_a} e^{ik\Delta}$$

Calculons maintenant la transformée de Fourier inverse de $T[A(r, \psi)]$

$$T^{-1}[T(A, r, \psi)] = A(r, \psi) = T^{-1} \left[\frac{2J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha, \rho_a \right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \alpha, \rho_a} e^{ik\Delta} \right]$$

$$\text{Soit } A(r, \psi) = \iint_{\text{pupille}} \frac{2J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha, \rho_a \right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \alpha, \rho_a} e^{i[k\Delta + \frac{2\pi}{\lambda} r\rho\alpha \cos(\theta - \psi)]} \rho \, d\rho \, d\theta$$

Dans le cas où Δ est de révolution c'est à dire que Δ ne dépend que de ρ , on obtient :

$$A(r) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho_a} \frac{2J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha, \rho_a \right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \alpha, \rho_a} e^{ik\Delta(\rho)} e^{ikr\rho\alpha \cos(\theta - \psi)} \rho \, d\rho \, d\theta$$

l'intégration par rapport à θ donne :

$$A(r) = \frac{2}{2\pi} \int_0^1 \frac{J_1(k\alpha' \rho a)}{k\alpha' \rho a} e^{ik\Delta(\theta)} J_0(kr\rho\alpha) \rho d\rho$$

en posant $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

J_0 représente la fonction de Bessel du 1^{er} ordre, de deuxième espèce. Dans le cas des faibles aberrations:

$$e^{ik\Delta} = 1 + ik\Delta - \frac{k^2}{2} \Delta^2$$

$$\text{et } \Delta = d\rho^2 + s_1 \rho^4 + s_2 \rho^6 + (C_0 \rho + C_1 \rho^3 + C_2 \rho^5) \cos\theta + d\rho^2 \cos^2\theta$$

Si l'objet est de petites dimensions, comparables à la longueur d'onde

$d, s_1, s_2 \dots$ représentent les coefficients des différentes aberrations. Soit :

$$A(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{J_1(k\alpha' \rho a)}{k\alpha' \rho a} \left(1 + jk\Delta - \frac{k^2}{2} \Delta^2 \right) J_0(kr\rho\alpha) \rho d\rho \quad (1)$$

Cette expression peut se mettre sous la forme :

$$A = \sum_{n,m} A_m^n \cos n\theta I_m^n$$

A_m^n représentant les coefficients d'aberration

$$\text{et } I_m^n = \int_0^1 J_0(p\rho) \times J_1(p\rho) \rho^m d\rho$$

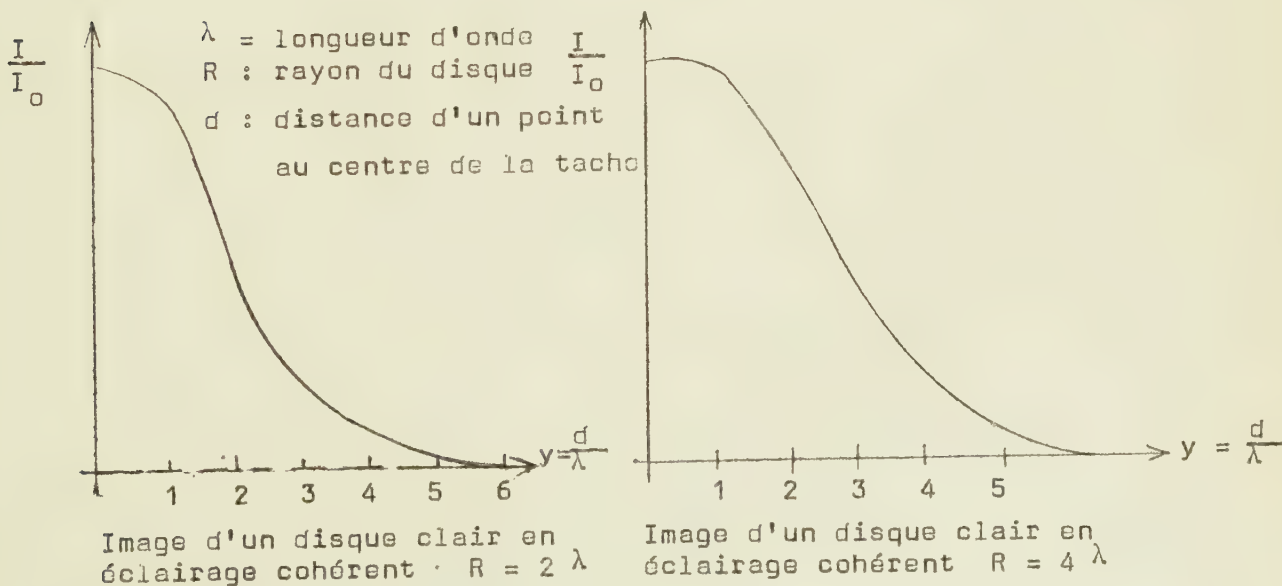
Pour le calcul de ces intégrales, nous avons adopté une méthode numérique (méthode des trapèzes égaux) qui donne des résultats à $0,5 \cdot 10^{-3}$ près.

III.1.1 - Cas idéal

C'est celui où les aberrations sont nulles : l'équation (1) s'écrit alors :

$$A = A_0 \int_0^1 J_0(p \rho) J_1(p \rho) d\rho$$

Pour un disque dont les dimensions sont de l'ordre de quelques longueurs d'onde : les résultats obtenus sont représentés sur les figures ci-dessous. Ils sont en accord complet avec ceux établis par S. SLANSKY par une méthode différente.



.../

III.1.2 - Cas d'un défaut de mise au point

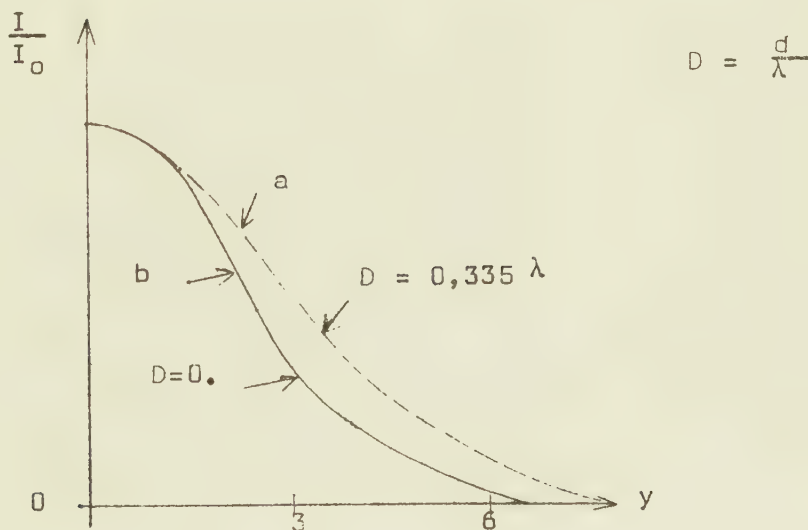
L'amplitude A de la vibration est complexe et l'intensité est le produit $I = A.A^*$

$$A = A_0 \left[I_0^0 - \frac{k^2 d}{2} I_4^0 + j k d I_2^0 \right]$$

d représentant le défaut de mise au point

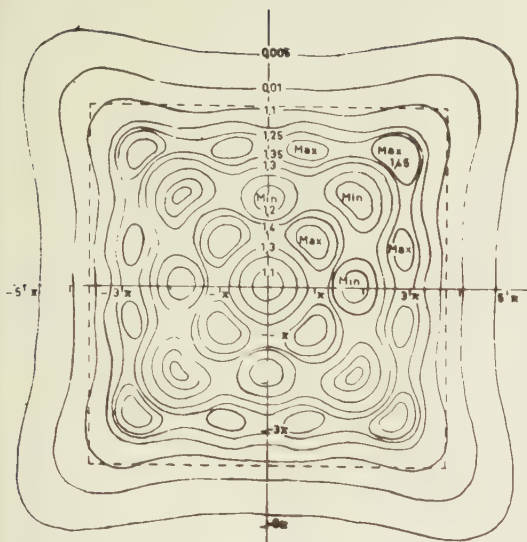
avec $k' = \frac{2\pi x}{\lambda}$, x : rayon de l'image géométrique

Pour un défaut de mise au point de $0,335 \lambda$, la courbe "a" est très voisine de la courbe "b" mais plus évasée.

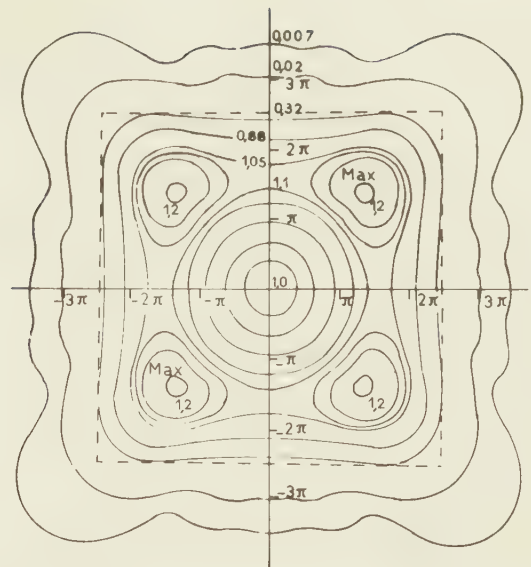


Influence d'un léger défaut de mise au point

.../

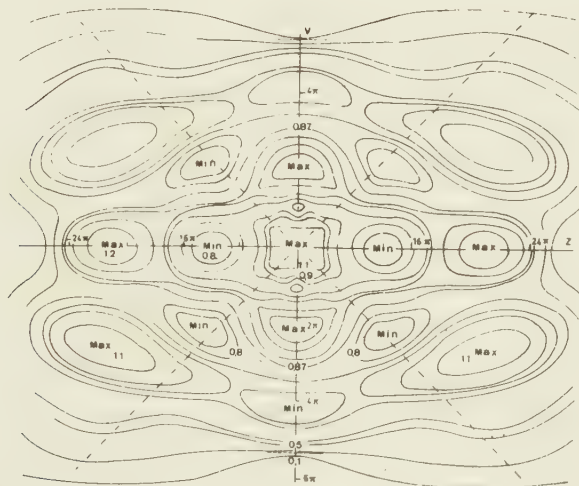


- Le côté du carré est de 3,3 fois plus grand que la largeur de la tâche de diffraction.



- Le côté du carré est 2,2 fois plus grand que la largeur de la tâche de diffraction.

Les aberrations sont supposées nulles. Les pointillés indiquent le contour de l'image géométrique - l'éclairement au centre est égal à 1.



Intensité suivant l'axe optique dans une image de carré (4,6 fois la tâche de diffraction) - l'éclairement au centre est égal à 1 - Les limites de l'image géométrique dans le plan de localisation sont indiquées par des pointillés. Les lignes pointillées en croix indiquent les limites de l'ombre géométrique.

III.2. - Cas de carrés de différentes dimensions

Si Ω représente l'objet et $T(\Omega)$ la transformée de Fourier.

$$A = T^{-1} [T(\Omega)] e^{ik\Delta}$$

soit :

$$A(v, u) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 T(a) e^{i(k\Delta - \rho v \cos(\theta - \varphi) - \frac{1}{2} \rho u^2)} \rho \, d\rho \, d\theta$$

avec $v = \frac{2\pi\alpha}{\lambda} \sqrt{x^2 + y^2}$

$$u = \frac{2\pi\alpha^2 z}{\lambda}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Les calculs ont été effectués comme précédemment par la méthode des trapèzes à l'aide d'un ordinateur UNIVAC 1100.

III.2.1, Cas idéal

Le calcul a d'abord été fait en supposant les aberrations nulles. Les résultats sont illustrés sur la planche IV; en haut à gauche est représentée l'image de diffraction d'un objet carré 3,3 fois plus large que la tache de diffraction. Il est à noter les nombreux maxima et minima, ainsi que l'éclairement au centre dont la valeur est inférieure à celle des quatre maxima disposés aux coins de la figure.

A droite la figure est relative à une image de carré, le rapport du côté du carré à la tache de diffraction étant ici de 2,2.

Le centre de la figure est ici une plage uniforme et circulaire qui s'agrandit lorsque le carré diminue. La limite, au delà de laquelle il n'est plus possible de "reconnaitre" un carré est obtenue pour un rapport de 1,5.

En bas, la figure représente l'intensité le long de l'axe optique pour une image de carré dont les dimensions sont égales à 4,6 fois la tache de diffraction : il existe deux maxima importants de part et d'autre du plan de focalisation, leur distance à ce plan vaut 2 fois le côté de l'image géométrique.

En conclusion, ces calculs ont déjà permis d'expliquer l'aspect arrondi de certaines images d'objets carrés qui étaient obtenues sur couches minces et de fixer la limite inférieure des dimensions de l'image à reproduire. Il faut tenir compte également de la propagation de la chaleur [19] dans la masse de la pièce à usiner, car elle provoque un élargissement important de l'empreinte.

III.2.3 - Cas d'un faible défaut de mise au point

Les calculs ont été effectués ici pour une image carrée de $3,5\lambda$ de côté, pour une ouverture de 0,25 et une longueur d'onde $\lambda = 6943 \text{ \AA}$. Sur la planche V, la figure située en haut, à gauche représente l'image de diffraction du carré lorsqu'il n'y a aucune aberration, elle a été tracée pour faciliter les comparaisons. Les 4

maxima entourant l'image ont une valeur égale à $\frac{6}{1000}$ de l'intensité au centre.

La figure en haut à droite correspond à un très léger défaut de mise au point ($\lambda/36$).

Le changement par rapport à la figure précédente montre la précision de la méthode de calcul. Les 4 maxima périphériques subsistent mais 4 minima situés aux coins de l'image géométrique montrent que les contours des isophotes ne correspondent plus à l'image géométrique. Les isophotes centraux sont encore des cercles : le défaut de mise au point ne change donc que les "pieds" de l'image et n'entraîne pas un "étalement" sensible de celle-ci.

III.2.4. - Cas d'un défaut d'astigmatisme

Parmi les défauts envisagés, l'astigmatisme peut également figurer avec un faible coefficient. La figure située en bas à gauche représente les lignes de contours d'un carré dont l'image présente $\lambda/5$ d'astigmatisme. Il est à noter la disposition des maxima périphériques par rapport à ceux obtenus sans aberrations mais les isophotes centraux sont semblables.

Avec un défaut moins important ($\lambda/10$) ces maxima réapparaissent; le même aspect des courbes isophotes est toujours obtenu au centre. Mais l'image est moins "étalée" que dans le cas précédent, la décroissance de l'intensité du centre vers les bords est plus rapide.

III.3. - Calculs de diffusivité thermique

Dès 1947, H.S. CARSLAW et J.C. JAEGER [20] ont proposé des formules donnant la distribution de température dans un solide indéfini pour certains types de sources, malheureusement le calcul numérique des températures est inextricable.

R.GUENOT [21] [22] [23] a calculé la répartition de la température dans une plaque de métal, pour une source circulaire par la "méthode des sources" et est parvenu à des expressions simples.

Par exemple, dans le cas d'une source homogène chauffée par un flux constant de densité q_0 la température, dans une plaque épaisse, est définie par les équations suivantes; en un point M (x,y,z,) :

$$\left. \begin{aligned} \overline{\theta} = \frac{\theta}{\theta_M} &= \nu \int_0^{\varphi_0} \left[\psi \left(\frac{\overline{R_1}}{\nu} \right) - \psi \left(\frac{\overline{R_2}}{\nu} \right) \right] d\varphi \text{ si } x \geq a \\ \overline{\theta} = \frac{\theta}{\theta_M} &= \nu \int_0^{\pi} \left[\psi \left(\frac{\overline{Z}}{\nu} \right) - \psi \left(\frac{\overline{R_2}}{\nu} \right) \right] d\varphi \text{ si } x < a \end{aligned} \right\}$$

avec :

λ : conductibilité thermique de la plaque

$$\theta_M = \frac{aq_0}{\lambda}$$

C : chaleur massique

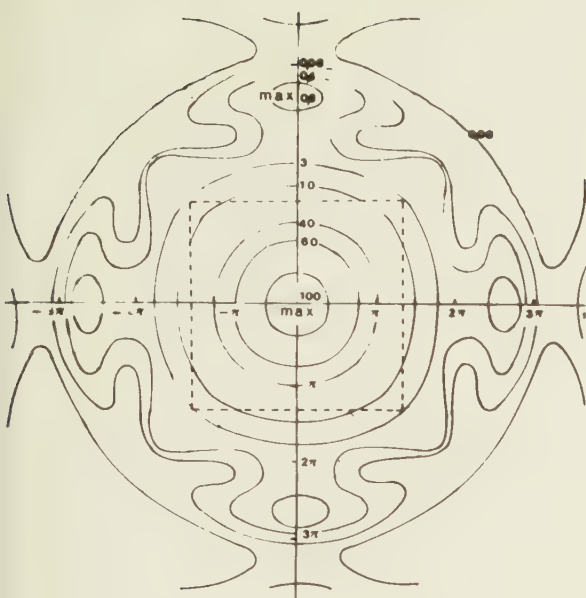
ρ : masse volumique

$$t_0 = \frac{a^2}{4\lambda} c\rho$$

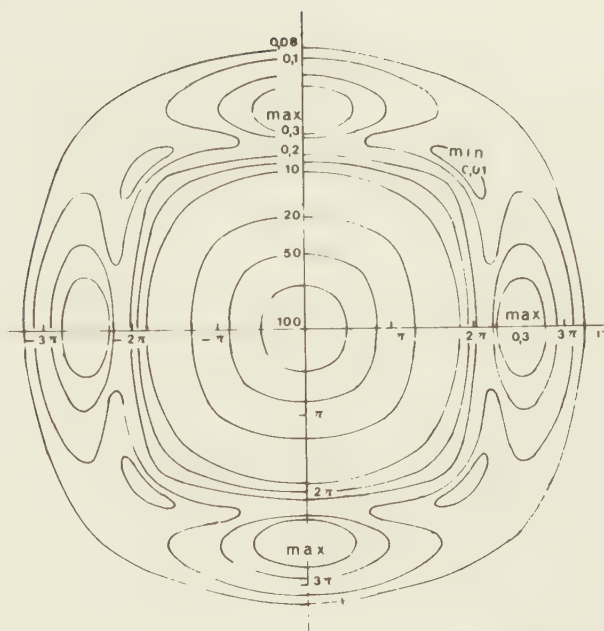
t : temps écoulé depuis l'application du flux q_0

$$\nu = \sqrt{\frac{t}{t_0}}$$

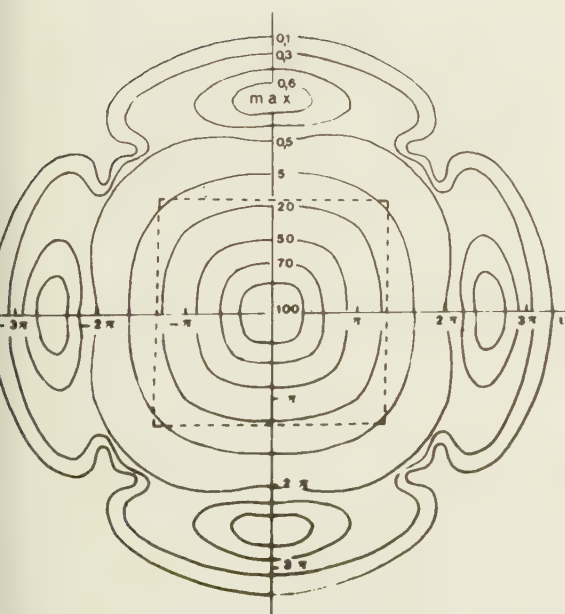
.../



Objet carré de $3,5\mu$ de côté,
intensité au centre est normalisée à
, les pointillés indiquent les con-
s de l'image géométrique.

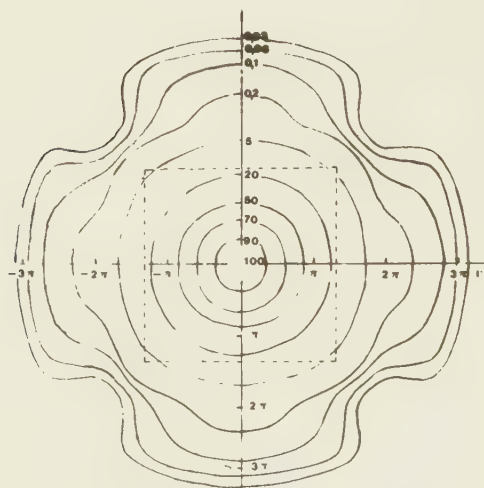


Défaut de mise au point $\delta = 0.028 p^2$



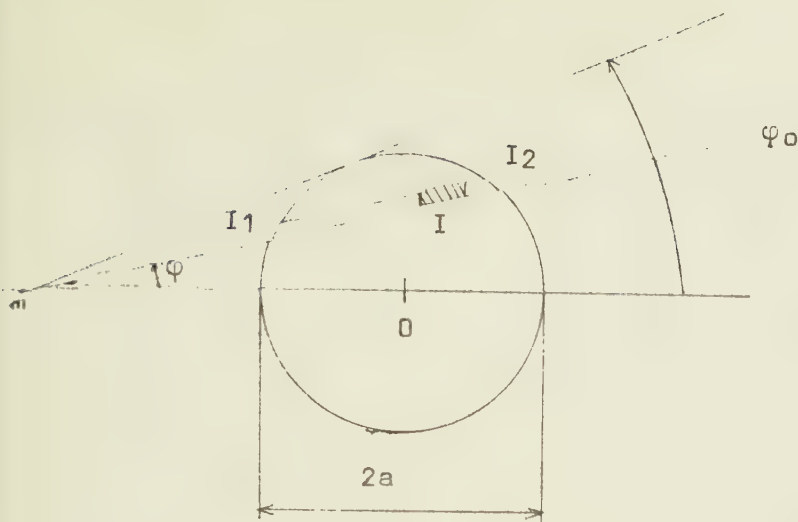
Astigmatisme

$\delta = 0.2 \quad p^2 \cos 2\theta$



Astigmatisme

$\delta = 0.1 \quad p^2 \cos 2\theta$



$$R^2 = h^2 + z^2 \text{ avec } h = Im$$

m : projection de M sur la surface de la plaque

$$h_1 = I_1 m, h_2 = I_2 m$$

$$R_1^2 = h_1^2 + z^2 = MI_1^2$$

$$R_2^2 = h_2^2 + z^2 = MI_2^2$$

$$\bar{R} = \frac{R}{a} \quad \bar{z} = \frac{z}{a}$$

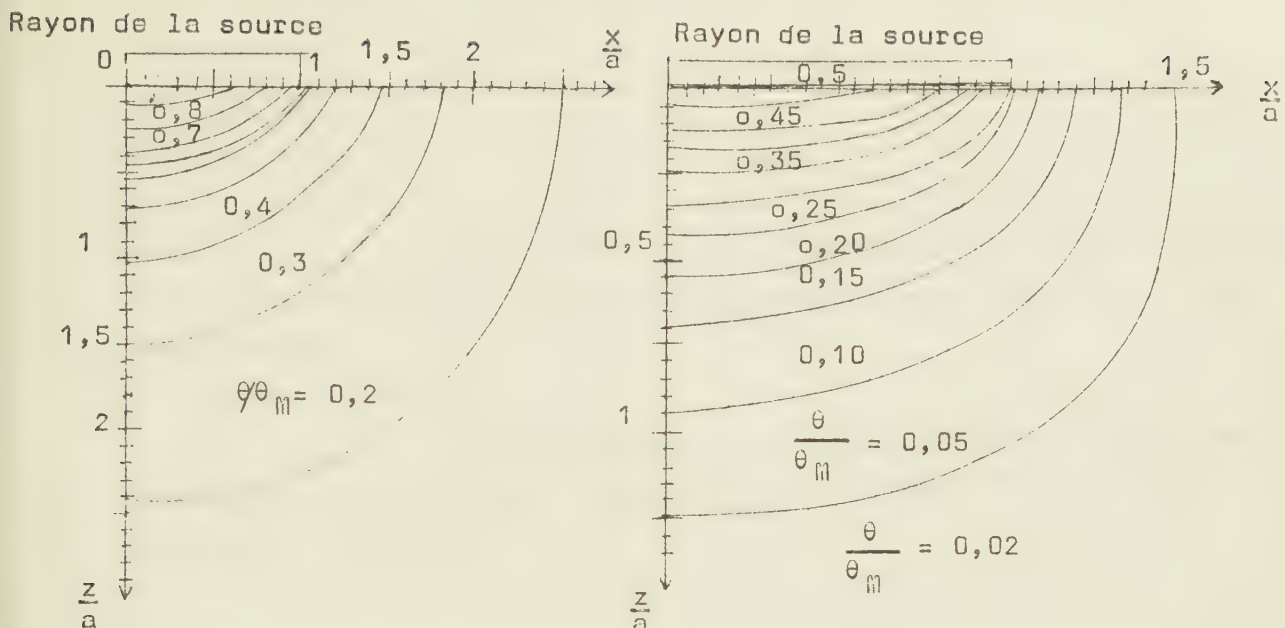
Ψ représente la fonction "ierfc" telle que

$$\text{ierfc} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} - x \operatorname{erfc} x$$

$$\text{avec } \operatorname{erfc} x = 1 - \operatorname{erf} x = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\rho^2} d\rho$$

Il est intéressant de connaître l'allure des isothermes en régime variable et en régime permanent (c'est à dire la limite vers laquelle tend la répartition thermique lors d'un chauffage prolongé à flux constant)

.../



- Réseau d'isothermes en régime permanent (milieu semi-indéfini).
- Réseau d'isothermes en régime variable (milieu semi-indéfini) à l'instant $t = t_0$.

Courbes calculées par GUENOT et col. Réf. Bibliographique.

Il est facile d'en tirer les conclusions suivantes :

- la différence de température aux bords de la source étant faible, les zones perturbées autour de l'image seront toujours importantes.
- l'obtention d'usinages identiques exige, pour la même raison, une excellente reproductibilité de l'émission laser.
- l'usinage d'un trou de diamètre identique à celui de la source exige plusieurs tirs, la pénétration étant très faible.

Des calculs plus approfondis ont été faits dans le cas d'une source à répartition gaussienne, les résultats sont comparables.

Nous retrouverons dans le cours de l'étude des résultats qui confirment presque rigoureusement ces calculs de diffusion thermique.

CHAPITRE IV -

REALISATION de MICRO-TROUS ou d'EMPREINTES

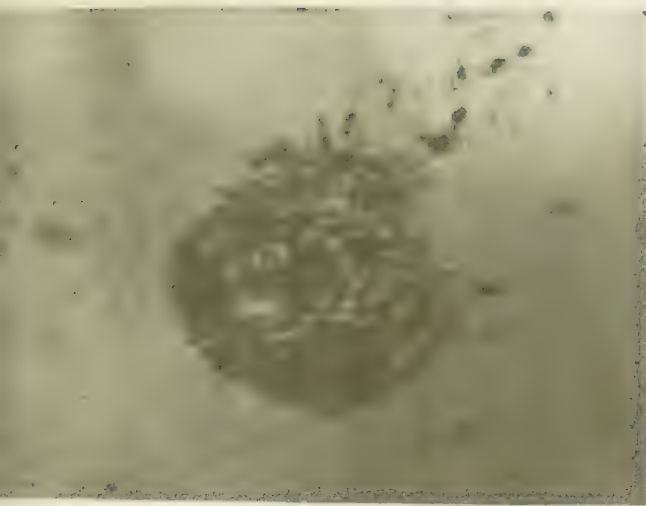
PROFONDES dans des MATERIAUX MASSIFS

IV.1. - Mise au point de la méthode

Les premiers micro-usinages réalisés, avec un faisceau laser relaxé émis par un rubis, étaient irréguliers, présentaient sur la face d'attaque un cratère très important et une conicité accentuée (photographies de la planche VI). Quelques essais avec un laser déclenché ont immédiatement montré que l'impulsion, de durée trop courte, empêche un perçage profond car elle provoque une évaporation restreinte qui suffit à absorber l'énergie lumineuse.

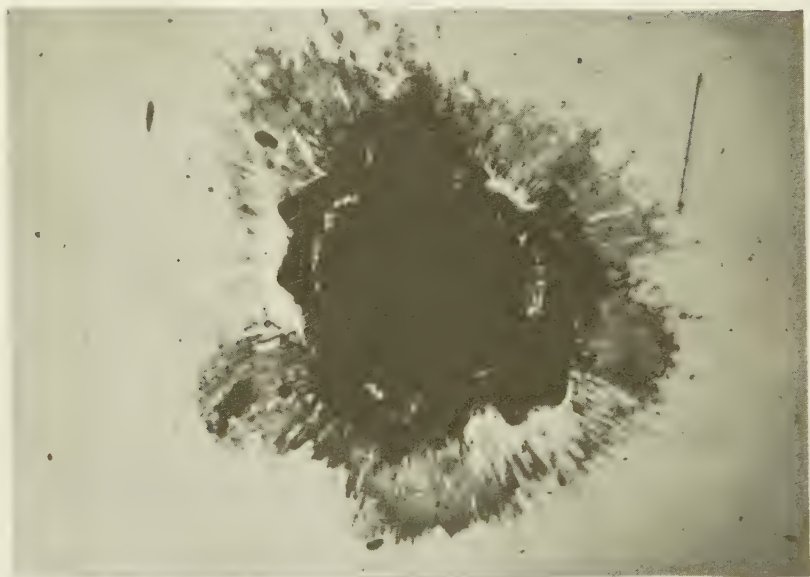
Nous avons alors essayé d'effectuer l'usinage non pas en un seul tir relaxé comme précédemment, mais en une succession de tirs d'énergie constante ou variable, en déplaçant l'échantillon par rapport à l'image du diaphragme. Les résultats ont été les suivants :

Pour des échantillons minces, d'épaisseur inférieure à $\frac{2}{10}$ de mm, quel que soit le métal, il y a toujours intérêt à faire



- dépolissage

réalisé sans
précautions particulières



- trou de 15μ percé dans une
plaque d'aluminium.

d'abord un tir à faible énergie pour dépolir le métal. On évite ainsi de perdre ensuite une partie importante de l'énergie laser par réflexion (réflexion variable suivant l'état du polissage de la surface traitée). Quand le premier tir a une forte énergie, les effets des suivants ont peu de reproductibilité. Après le premier tir à basse énergie, nous effectuons un second tir à l'énergie nécessaire au micro-perçage. Il n'y a pas d'autre préparation du modèle si la rugosité de la surface n'est pas trop importante.

Si par hasard, nous constatons qu'une bavure due en général à un défaut à l'intérieur du métal ou en surface, est restée sur la circonférence du trou, il est possible de l'éliminer par un nouveau tir à une énergie légèrement inférieure. L'effet de fusion étant instantané, et non cumulatif, le trou étant rigoureusement l'image du diaphragme, sa dimension n'est pas affectée si l'énergie utilisée n'est pas trop importante.

Pour traiter des échantillons plus épais, d'épaisseur comprise entre $\frac{2}{10}$ de mm et 1 mm, on commence également par un tir de dépolissage. Ensuite on doit éviter la formation d'un cratère, rempli plus ou moins d'éclaboussures de métal fondu, et corriger la conicité accentuée du trou. A cet effet, on fait une succession de tirs à énergie constante en déplaçant l'échantillon (posé sur une platine micro métrique à 3 dimensions dont les déplacements sont assurés avec une précision de $\pm 1\mu$) par rapport au diaphragme image; nous avançons ainsi progressivement la plaque à usiner de $\frac{1}{10}$, $\frac{2}{10}$ ou $\frac{3}{10}$ de mm suivant le matériau considéré.

Les deux photos situées en haut de la planche VII illustrent ce procédé de travail. La photo de gauche représente un usinage réalisé en un seul tir : le trou est très conique alors que la

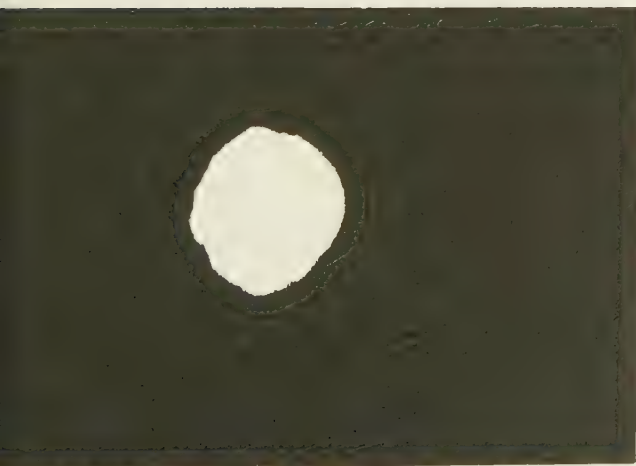
.../



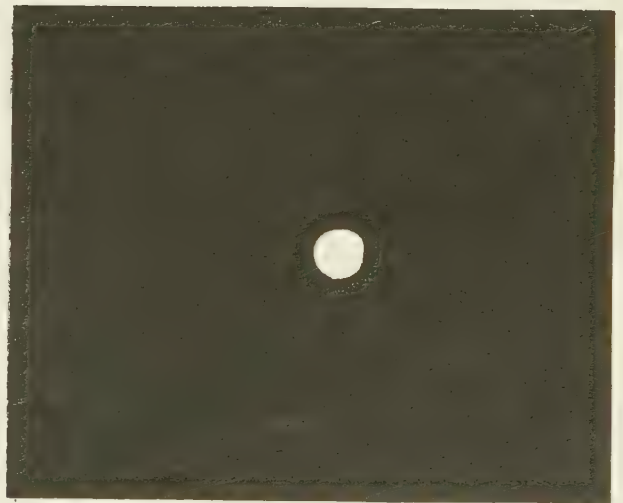
Trou de 50 μ dans une plaque
d'aluminium d'épaisseur 0,4 mm
réalisé en un seul tir.



Trou de 30 μ dans une plaque
d'aluminium d'épaisseur 0,4 mm
réalisé en deux tirs.



Trou de 6 μ usiné dans une plaque
de tungstène d'épaisseur 0,2 mm.



Trou de 4 μ usiné dans une plaque
de tungstène d'épaisseur 0,2 mm.

photo de droite montre un trou réalisé en 2 tirs. L'importance du cratère d'entrée vient de ce que le premier tir a été effectué à une énergie trop importante.

Pour vérifier la qualité des usinages réalisés, nous avons utilisé deux méthodes :

1/ l'observation directe à l'aide d'un microscope métallographique et d'un microscope à transmission, ou d'un microscope Reichert permettant d'atteindre des grossissements de 2000, qui fonctionnait simultanément en réflexion et en transmission et permettait ainsi l'observation du trou et du cratère d'entrée.

2/ la coupe des trous pour pouvoir juger leur forme intérieure et observer la présence ou l'absence de bavure le long des parois. [24]

Les coupes sont réalisées de la manière suivante :

- usinage à la rectifieuse d'une face de référence parallèle à la ligne des trous à étudier (il y a donc toujours intérêt puisque le travail est le même pour deux trous ou plus, à aligner les usinages rigoureusement sur le même plan pour observer le plus de profils possible).

- contrôle du parallélisme et détermination de l'écart de la face de référence à l'axe des trous à l'aide d'un microscope.

- enrobage des trous à l'aide de Technovit, résine à durcissement rapide, très liquide lors de sa formation et qui pénètre parfaitement à l'intérieur des trous.

- usinage à la rectifieuse, toujours parallèlement à la première face de référence, jusqu'à un bord du diamètre, finissage à la main avec contrôle au comparateur d'atelier (précision $\pm 10 \mu$).

- polissage à la main, finition sur feutre de diamant.

La principale difficulté réside dans l'obtention d'un poli impeccable lorsque le plan de coupe passe par le centre du trou, ceci explique pourquoi certaines photos ont été prises alors qu'il restait de nombreuses rayures. Lorsque le polissage était poussé trop loin, le trou avait presque disparu.

IV.2. Résultats et limites pour des trous circulaires -

Après avoir effectué ces essais et vérifié les résultats, nous avons déterminé les énergies nécessaires à la réalisation de micro-perçages circulaires d'un diamètre fixé à priori, dans des plaques de métaux différents mais d'épaisseur identique.

Le premier montage comportait [cf page 13] un diaphragme circulaire de diamètre $\phi = 2 \text{ mm}$ et deux lentilles de focale $f_1 = 500 \text{ mm}$ et $f_2 = 7 \text{ mm}$ d'où $\gamma = \frac{1}{71,5}$, le diaphragme image avait donc un diamètre de 28μ .

Nous avons constaté que les micro-usinages de ce diamètre étaient réalisables dans les métaux faciles à usiner; pour les autres métaux, l'énergie du laser était insuffisante. Il est possible d'augmenter le diamètre du diaphragme objet, de diminuer l'énergie et d'obtenir un trou qui a sensiblement la même dimension, en jouant sur le grandissement. Nous avons remplacé le diaphragme

précédent par un trou circulaire de diamètre $\varnothing = 2,5$ mm.

Diamètre de l'objet -	Métal	Epaisseur mm	Diamètre obtenu μ	Energie à la sortie du diaphragme J
2 mm	acier	0,10	29	0,033
"	zinc	0,22	28	0,033
"	laiton	0,22	25	0,080
"	aluminium	0,20	28	0,087
2,5 mm	acier	0,10	26	0,025
"	or	0,20	26	0,107
"	aluminium	0,20	27	0,058
"	tungstène	0,20	27	0,178
"	zinc	0,22	28	0,033
"	molybdène	0,20	26	0,166
"	chrysopal	0,20	27	0,082
"	laiton	0,22	26	0,069
"	maillechort	0,20	27	0,059

Les énergies étaient mesurées à l'aide d'une thermopile TRG reliée à un micro-voltmètre.

Nous avons tiré de ce tableau les conclusions suivantes :

- les diamètres obtenus pour la première manipulation correspondent à la théorie, d'autre part, un dosage correct de l'énergie

permet d'abaisser le diamètre à une valeur choisie préalablement (seconde manipulation). L'énergie nécessaire au perçage dépend alors du diamètre d'usinage et non plus du diamètre du diaphragme objet et cette énergie varie considérablement d'un métal à l'autre.

L'énergie nécessaire à un usinage, qui vaporise un volume v de métal, a théoriquement la valeur suivante :

$$E = \rho v (cT + L)$$

ρ = densité du métal

c = capacité calorifique du métal

T = écart de la température de vaporisation avec la température ambiante.

L = chaleur latente de vaporisation et de fusion

Si la plaque de métal a une épaisseur e , le trou un diamètre d , le volume vaporisé est : $\frac{\pi d^2 e}{4}$

$$\text{et } E = \rho \frac{\pi d^2 e}{4} (cT + L)$$

Le calcul a été effectué pour quelques matériaux :

métal	Volume cm^3	ρ g/cm^3	$\rho (cT + \frac{L}{J})$ J/cm^3	E J
Au	$4,310^{-7}$	19,3	41.800	0,013
Al	$4,610^{-7}$	2,7	35.000	0,016
W	$4,610^{-7}$	19,3	100.000	0,046
Zn	$5,510^{-7}$	7,14	15.700	0,009
Mo	$4,310^{-7}$	10,2	74.000	0,032

Cette énergie E doit être réellement absorbée par le métal. Or celui-ci absorbe une fraction A de l'énergie lumineuse E' (mesurée à l'aide d'un colorimètre) envoyée à sa surface (A variant avec la longueur d'onde et l'état de surface). L'énergie lumineuse utilisée doit être $E' = E/A$ pour vaporiser le volume v . (cf le tableau ci-après).

.../

métal	$E \text{ J}$	$E' \text{ J}$	$A = \frac{E}{E'_{1/2}}$
Au	0,018	0,107	17
Al	0,016	0,058	28
W	0,046	0,178	26
Zn	0,009	0,033	27
Mo	0,032	0,166	19

Ces résultats sont difficilement exploitables à cause de la variation de A avec le métal et la difficulté à définir un état de surface.

De plus, une partie de l'énergie est absorbée par la fusion d'une couronne autour de l'usinage et par l'évacuation de la matière vaporisée.

Il est donc toujours préférable d'effectuer un pré-étalonnage.

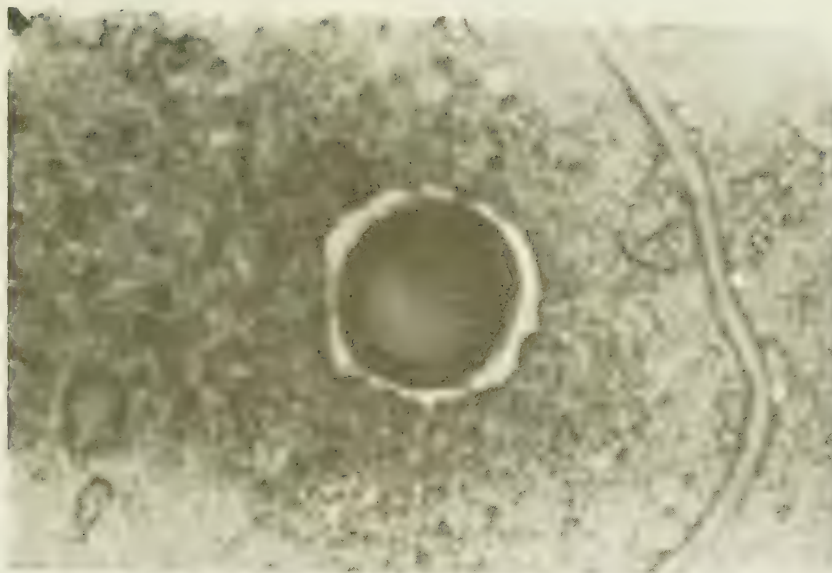
Nous avons cherché ensuite pour les mêmes échantillons, le diamètre minimal d'usinage réalisable. Le montage comportait un diaphragme objet de diamètre 1 mm et deux lentilles, formant un montage de conjugaison de pupille, de focale $f_1 = 1000 \text{ mm}$ et $f_2 = 11 \text{ mm}$.

.../

Métal	Epaisseur mm	Diamètre minimum obtenu μ
acier	0,10	6,0
or	0,20	6,0
aluminium	0,20	7,2
chrysopal	0,20	7,6
laiton	0,22	7,7
maillechort	0,20	6,5
tungstène	0,20	4,0
zinc	0,22	7,4
molybdène	0,20	6,0

En dessous de ces valeurs, les micro-trous réalisés sont le plus souvent irréguliers et non reproductibles. Nous considérons donc que pour une épaisseur de $\frac{2}{10}$ de mm, le diamètre limite est compris entre 4 et 8 μ .

Pour vérifier la reproductibilité de la méthode, nous avons réalisé des séries de trous dans des plaques de maillechort et de laiton d'épaisseur environ 1 mm. Nous avons ainsi usiné dans une plaque de maillechort une série de trous de diamètre $27 \pm 3 \mu$ et, dans



Trou de diamètre 1μ dans une plaquette de
rubis d'épaisseur 0,4 mm



Trous de diamètre 10μ dans une
plaque de Nobium d'épaisseur 20μ
Série complète : 20 usinages identiques.

s de diamètre $\approx 32 \mu$ dans une plaque
ton d'épaisseur 0,85 mm



(1)

(2)

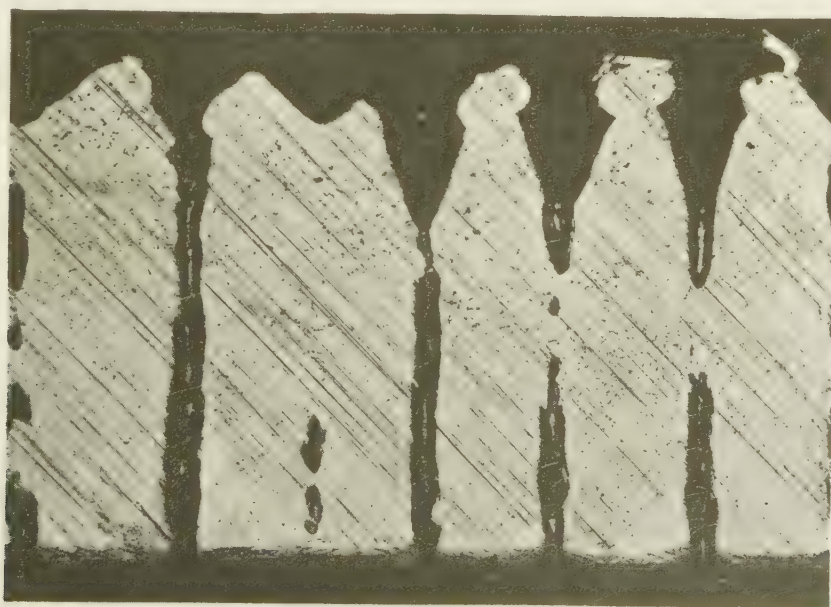


(1)

(2)

(3)

1) (2) (3) représentent des trous réalisés rigoureusement de la même manière. On voit aisément sur ces photos pour le trou n°1 l'influence d'un polissage plus poussé en cours de préparation de la coupe.



érie de trous de diamètre environ 27μ dans du maillechort d'épaisseur 1 mm. Le plan de coupe ne passe pas par l'axe des trous.

une plaque de laiton, de diamètre $32 \pm 3\mu$ que nous avons contrôlée par des coupes.

Enfin certains usinages ont été réalisés dans des métaux très durs sur de grandes épaisseurs (par exemple des trous de 100μ de diamètre dans des plaques de tungstène d'épaisseur supérieure à trois millimètres). Pour cela nous avons utilisé un laser dont le barreau de verre dopé au néodyme avait 14 mm de diamètre et 200 mm de longueur. La reproductibilité du faisceau laser étant alors très mauvaise, ce montage a été utilisé seulement dans des cas très particuliers, où il fallait beaucoup d'énergie.

IV.3. Résultats et limites pour des empreintes de formes diverses

Après avoir obtenu des résultats encourageants pour tous les usinages circulaires, nous avons cherché à appliquer la même méthode pour réaliser des empreintes profondes ou des micro-perçages de formes diverses.

Le calcul théorique montre que très rapidement la forme de l'image se dégrade, le défaut de mise au point entraînant immédiatement un arrondissement de l'image.

.../

Nous n'avons donc réalisé d'empreintes profondes de forme non circulaire, que dans des cas très particuliers; il s'agissait de trous borgnes dont l'usinage n'avait pas besoin de conserver rigoureusement la même forme extérieure.

Par exemple, une des applications possibles de ce micro-usinage est l'équilibrage dynamique de balanciers, utilisés dans l'industrie horlogère, par des "fraisages" exécutés sur l'anneau extérieur. On a opté pour une forme de haricot (planche X) qui s'adapte à la forme de l'objet. Après avoir choisi un grandissement, donnant une image du diaphragme de largeur égale à la moitié de la largeur de l'anneau, on réalise des empreintes de profondeur variable, donc de volume variable suivant l'énergie et le nombre d'impulsions utilisées.

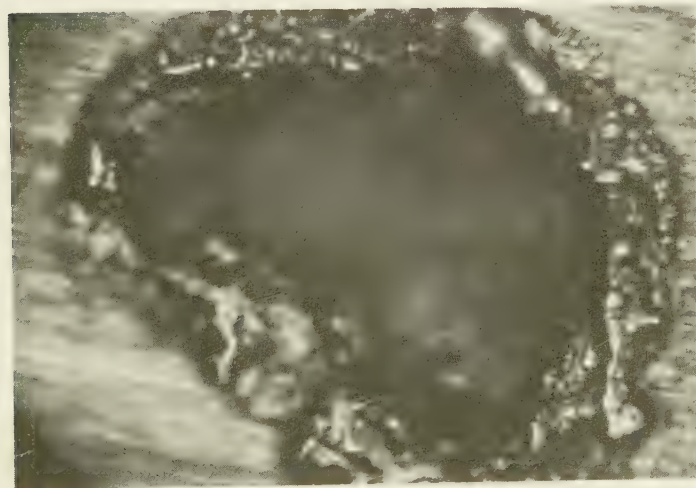
Les micro-perçages, de forme non circulaire ont été réalisés jusqu'à présent dans des feuilles minces de divers métaux, pour éliminer l'influence du défaut de mise au point.

Nous avons, tout d'abord, choisi le cache représenté sur la planche XII. Il a été usiné dans du cuivre-beryllium de $50\ \mu$ d'épaisseur par découpe chimique, la largeur d'un trait est $200\ \mu$. Un montage à conjugaison de pupilles de grandissement $\frac{1}{7,5}$ a été utilisé.

Nous avons immédiatement observé qu'il fallait opérer à faible énergie, avec un grand nombre d'impulsions, pour ne pas obtenir un perçage grossièrement circulaire représentant l'enveloppe de l'image. Malgré cette précaution, l'usinage obtenu est très imparfait (planche XII); ceci dans des plaques d'épaisseur comprise entre 20 et $50\ \mu$ de cuivre beryllium, de cuivre, de niobium,



Balancier en maillechort sur lequel a été réalisé l'usinage représenté ci-dessous.



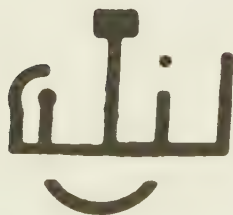
Empreinte profonde de largeur $200\ \mu$ réalisée sur un balancier en maillechort.



Usinage obtenu dans une feuille
de niobium d'épaisseur 20 μ .



Usinage obtenu dans une feuille
de tantale d'épaisseur 20 μ .



Diaphragme objet, largeur d'un trait = 200 μ

de tantale, d'aluminium, de nickel; etc...

Une observation au microscope métallographique explique ce résultat : la surface située autour de l'empreinte a été transformée et légèrement fondue, ou tout au moins chauffée par conduction de chaleur (planche XI et XIII). Une énergie légèrement supérieure modifie l'aspect du métal autour de la partie fondue (planche XI) ce qui empêche la bonne reproduction du diaphragme objet.

.../

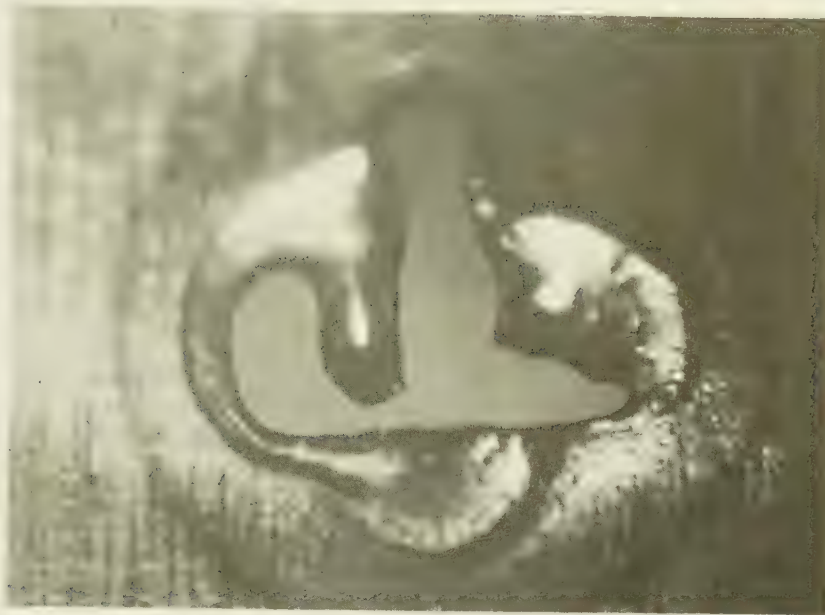


ainte sur une feuille d'aluminium

Etat de surface lors d'un microperçage
réalisé dans une plaque d'aluminium
d'épaisseur 50μ .



Usinage réalisé avec le diaphragme objet représenté sur
la planche XII sur une feuille d'aluminium d'épaisseur 50μ .
On observe aisément la fusion du métal autour de l'image.



Etat de surface d'un usinage représenté sur la planche XII



Etat de surface d'un usinage représenté sur la planche XII

CHAPITRE V -

MICRO-EMPRESINTES sur COUCHES MINCES

.../

V.1. - Résultats

Compte tenu des difficultés rencontrées pour obtenir des images de diaphragmes non circulaires, nous avons essayé d'usiner des couches minces déposées sur des substrats en verre.

Dans un banc à vide Seavom on a évaporé des couches minces de différents matériaux (métaux, oxydes, isolants, alliages, etc...) puis utilisé ces couches comme échantillon sur le même montage que précédemment. Les empreintes étaient souvent bien reproduites mais on a noté que l'image obtenue était d'une qualité variable selon :

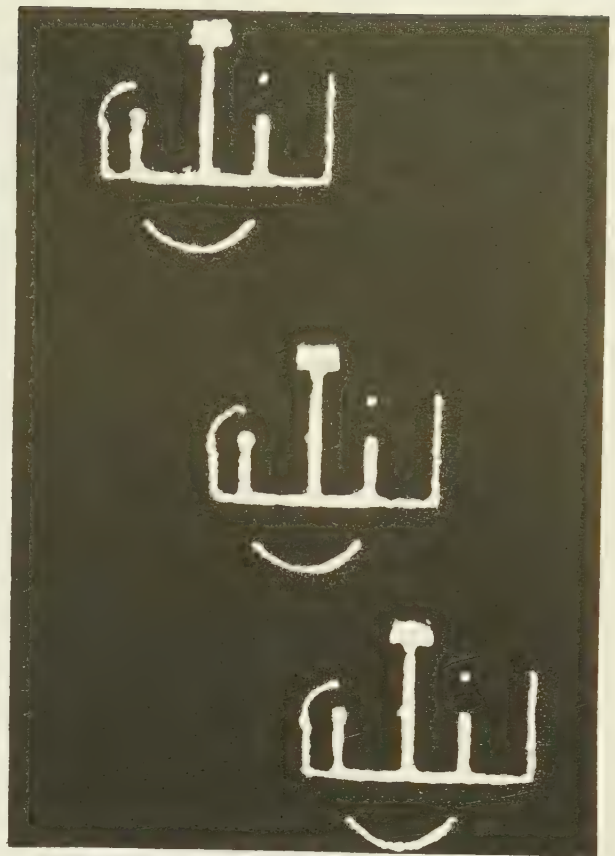
- la nature du corps évaporé (on voit sur la planche XIV que les empreintes sur une couche mince de zinc sont beaucoup plus irrégulières que celles obtenues sur l'empilage de couches).

- le vieillissement (alors que l'on obtient d'excellents résultats sur les couches de zinc qui viennent d'être évaporées, un vieillissement de quelques jours les recouvre d'oxyde et les rend inutilisables).



tes réalisées sur une couche de zinc
immédiatement après sa sortie de la
à vide.

Largeur moyenne d'un trait 16 μ



Empreintes réalisées sur une couche
de SiO_2 transparente.

Largeur moyenne d'un trait 20 μ



Couche mince d'épaisseur 3 μ [$\text{SiO}_2, \text{Cu}, \text{Ni-Fe}, \text{Cr}, \text{Pd}$]

Largeur des traits environ 20 μ

- la qualité de la couche (piqûres plus ou moins importantes).

Le grandissement du montage optique varie de $\frac{1}{8}$ à $\frac{1}{30}$ suivant la forme du diaphragme et le métal utilisé.

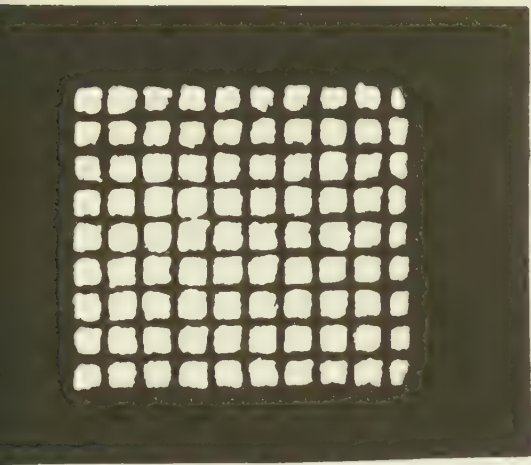
L'homogénéité et la reproductibilité de l'effet laser ont ici encore une importance prépondérante; l'homogénéité permet d'usiner l'ensemble du diaphragme en un seul tir et la reproductibilité assure une valeur stable de l'énergie. En dessous du minimum d'énergie nécessaire pour un usinage déterminé sur une couche mince, celle-ci n'est pas attaquée et, au dessus du maximum, l'énergie étant trop forte la conduction provoque un élargissement de l'image. Or, il n'y a qu'un intervalle étroit entre ces deux limites.

La planche XIV représente deux ou trois empreintes réalisées en un seul tir, à quelques secondes d'intervalle, à la même énergie, il n'y a pas de différences décelables entre elles.

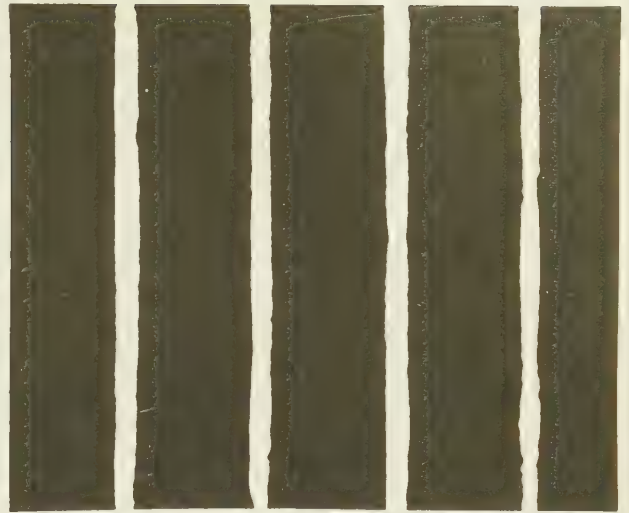
Cependant l'influence de la nature de la couche se manifeste. Le bi-oxyde de silicium permet d'obtenir des images très nettes mais la couche est légèrement endommagée autour; sur le zinc le fond est parfait mais il reste quelques bavures sur la périphérie.

La planche XV représente d'autres types d'usinage réalisés sur du chromo ou un empilage de couches. Enfin la planche XVII représente des détails d'empreintes photographiées au microscope métallographique ou en contraste interférentiel.

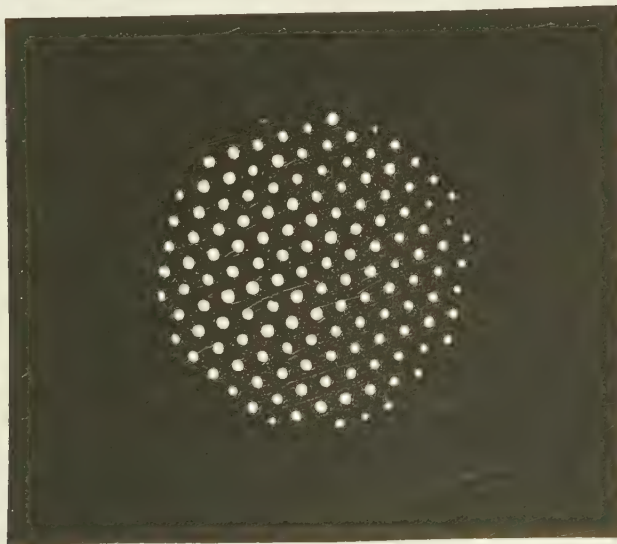
.../



Grille réalisée sur un empilage de
couches d'épaisseur 3μ . Côté d'un
carré $\approx 29 \mu$



Fentes de largeur $\approx 6 \mu$ réalisées
sur une couche de chrome.



Mire de trous circulaires usinée dans un empilage
de couches d'épaisseur 3μ - Diamètre d'un trou $\approx 8 \mu$

La photo reproduite en bas de la planche XVI montre autour de chaque disque évaporé un plissement de la couche, semblable à ceux obtenus lors de l'usinage de feuilles d'aluminium de faible épaisseur, ce qui limite les performances de la méthode.

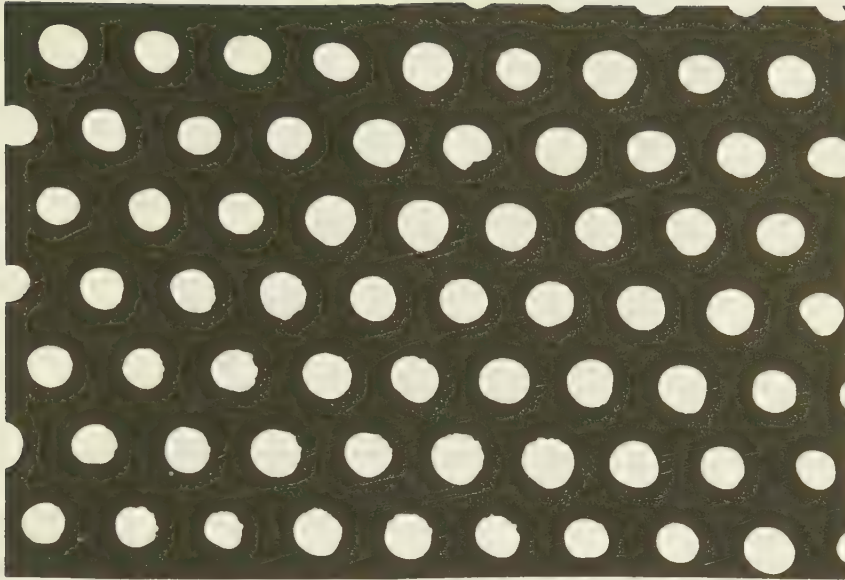
La photo située en haut de la planche XVII fait apparaître de très fines particules qui restent en surface après l'usinage lorsqu'il s'agit de bi-oxyde de silicium.

La photo du bas permet d'observer la ligne de matière transformée sous l'action de la chaleur autour de l'empreinte, lorsque l'énergie est dosée correctement, cette ligne a une largeur d'environ 2 à 3 μ .

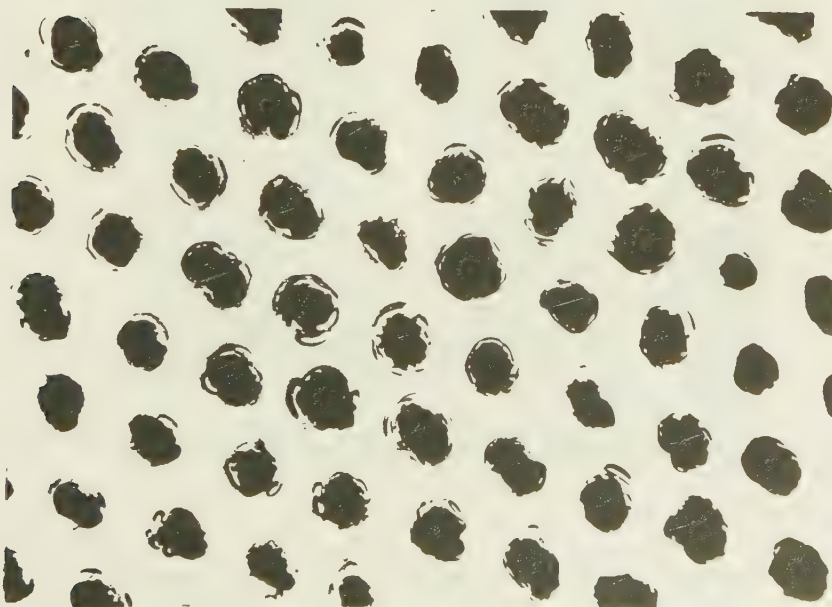
Le tableau ci-joint donne l'ordre de grandeur des énergies utilisées pour la réalisation de ces empreintes. En fait, il faudrait tenir compte de l'adhérence de la couche (qualité du vide au moment de l'évaporation, propreté du substrat....) de son oxydation, de son épaisseur (comme nous ne possédons pas de carrousel tournant dans la cloche à vide, celle-ci est loin d'être constante sur un échantillon).

Le cache utilisé était celui représenté sur la planche XII, les lentilles avaient des focales de 135 mm et de 7mm ce qui donne un grandissement de $\frac{1}{19,3}$.

Pour tous les métaux ou oxydes fournissant des résultats acceptables c'est à dire tous les échantillons autres que le sélénium, les dimensions théoriques étaient vérifiées à la propreté de l'image près.



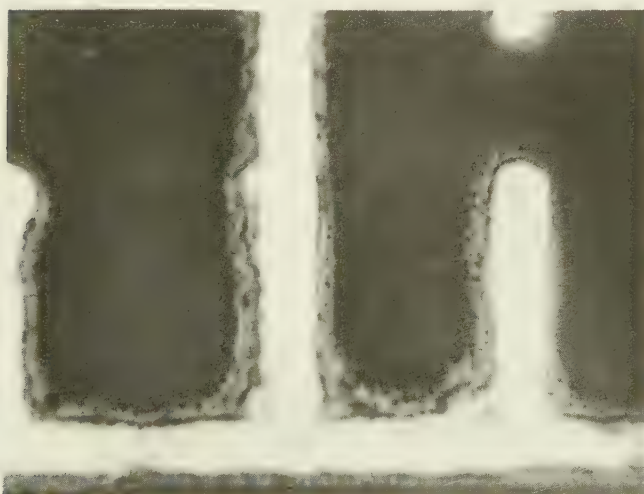
Détail agrandi de la mire reproduite sur la planche XV



Détail d'une mire usinée sur une couche mince d'aluminium
observée au microscope métallographique.



Détail d'une empreinte réalisée sur une couche mince de SiO₂ observée en contraste interférentiel.

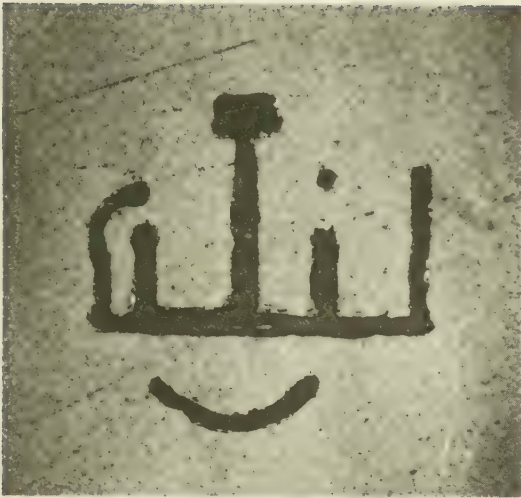


Détail d'une empreinte réalisée sur une couche mince de SiO₂. On remarque les irrégularités qui bordent l'image.

Matière évaporée	Energie à la sortie du rubis	Qualité
Argent	0,18 J	très mauvaise
Chrome	trop faible pour être mesurée	très bonne
Aluminium	0,04 J	moyenne
Bi-oxyde de silicium	0,06 J	excellente
Platine	trop faible pour être mesurée	/
Aluminium +SiO ₂	0,12 J	très bonne
Selenium	très mauvaises empreintes	
Or	0,03 J	très bonne
Zinc	trop faible pour être mesurée	très bonne
SiO-Cr	0,01 J	très bonne
Etain	trop faible pour être mesurée	moyenne
Nickel-chrome	0,05 J	très bonne
Germanium	trop faible pour être mesurée	mauvaise

Comme prévu, étant donné la faible quantité de métal à évaporer les énergies nécessaires sont ici très faibles. Un laser de faible énergie convient donc pour ces manipulations.

Quelques essais d'usinage sélectif ont été réalisés sur des couches minces superposées évaporées sous vide. Le laser fonctionnait en régime déclenché pour éviter au maximum la propagation de la chaleur en profondeur.



Couches superposées de chrome et
d'aluminium - Attaque sélective
de la couche d'aluminium.



Détail de l'usinage ci-contre



Couches superposées de bi-oxyde de silicium
et de germanium - Attaque sélective de la
couche de germanium.

Les principaux résultats sont reproduits sur la planche XVIII; on aperçoit sur le bord d'une empreinte, une partie de l'aluminium fondu.

V.1bis - Réalisation d'une résistance sur couche mince

Puisque la théorie permet de prévoir exactement la forme et la dimension de l'empreinte obtenue sur une couche mince, après un étalonnage préalable de l'énergie mise en oeuvre, il est possible de réaliser, sur une couche mince de Ni-Cr, une résistance à l'aide d'un diaphragme en forme de grecque (planche XIX).

Le montage est le suivant : deux lentilles fonctionnent en conjugaison de pupille, de focale respective :

$$f = 13,5 \text{ cm} \quad \text{et} \quad f = 1,8 \text{ cm} \quad \text{donc } Y = \frac{1}{7,5}$$

Le rapport entre la longueur du trait métallique non évaporé et sa largeur est égal à 160. La résistivité ρ du Nichrome est $1000 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{mm}$. L'épaisseur e de la couche mince d'aluminium est $1000 \text{ \AA}$. La valeur théorique R est donc :

$$R = \rho \frac{l}{s} \quad \text{avec } s = eL$$

l : longueur de la résistance

L : largeur de la résistance

$$R = \frac{1000 \cdot 10^{-6} \times 160}{0,1 \times 10^{-3}} = 1600 \Omega$$

$$\text{d'où } R \approx 1.600 \Omega$$

.../

Le calcul d'erreur est le suivant :

$$\frac{\Delta R}{R} \leq \frac{\Delta \ell}{\ell} + \frac{\Delta e}{e} + \frac{\Delta L}{L}$$

$$\leq 10 \% + 15 \% + 10 \%$$

$$\leq 35 \%$$

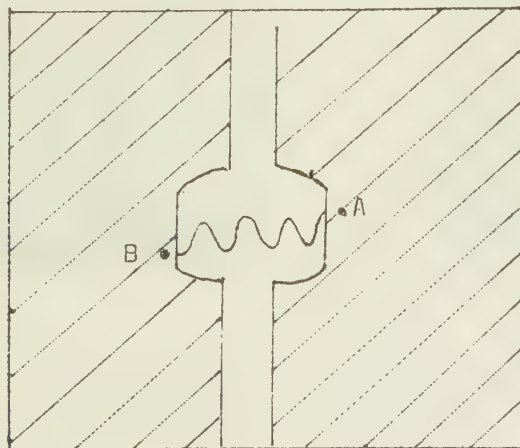
erreur très importante due au matériel d'expérimentation.

$$\text{Donc : } R = 1600 \pm 600 \, \Omega$$

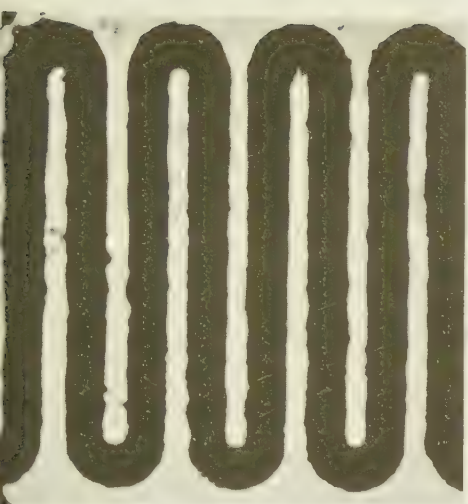
Pour mesurer la valeur réelle de la résistance, nous avons utilisé :

- un pont Universal TF 2700
- un micro-manipulateur
- une loupe binoculaire

Précédemment le métal entourant le haut et le bas de la résistance avait été évaporé (figure ci-dessous) de manière à pouvoir mesurer la résistance entre les points A et B ce qui simplifiait la mise en place des contacts électriques.



.../

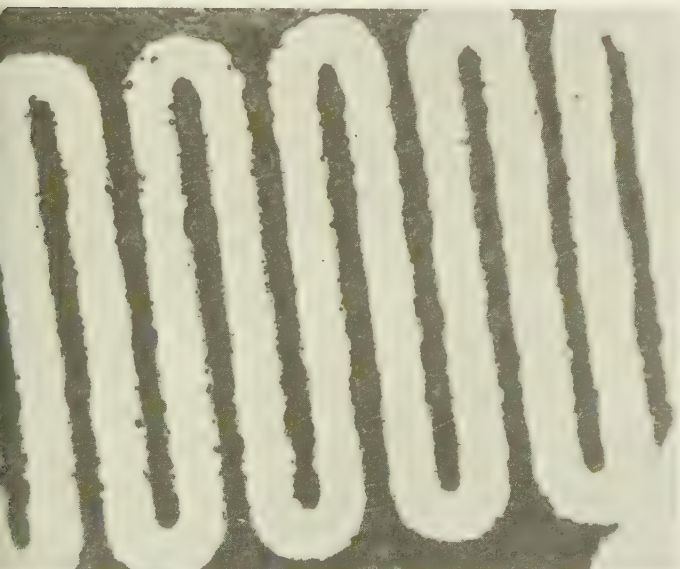


empreinte obtenue sur une couche
de chrome en déclenché.

Largeur du trait évaporé $\approx 26\mu$

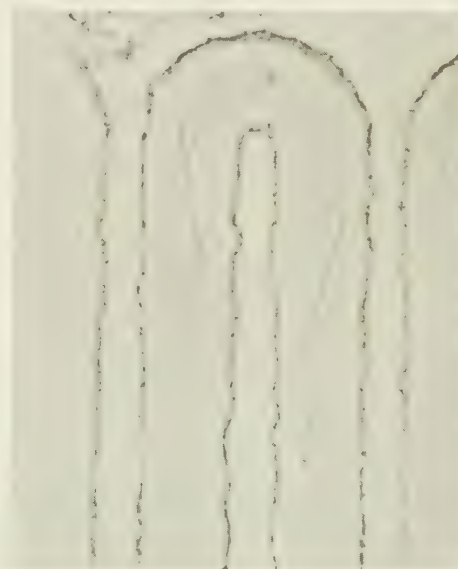


Diaphragme utilisé pour la réalisation
des résistances.



Empreinte de 1450 $\text{\AA}$ réalisée dans une couche
de Nichrome.

Largeur du trait évaporé $\approx 30\mu$



Détail d'une empreinte réalisée
sur une couche de SiO_2 transparente

Largeur d'un trait évaporé 14μ

Trois résistances usinées successivement eurent pour valeur 1450 Ω , 1370 Ω , 1460 Ω , résultats compatibles étant donné les incertitudes, avec la valeur théorique précédemment calculée

V.2. - Limites

Nous avons déterminé, pour les couches donnant de bons résultats la dimension minimale des empreintes que l'on pouvait obtenir avec les trois diaphragmes suivants :

- une mire de traits parallèles, de largeur 55 μ
- une grecque utilisée pour la réalisation de résistances
- un cache

En plus de la diffraction qui limite les performances en dégradant l'image, il faut tenir compte des changements de la densité d'énergie. La densité moyenne d'énergie est : $d = \frac{E}{S}$

E représente l'énergie laser ayant traversé l'optique du système

S la surface de l'image = $S_{\text{objet}} \times \text{grandissement}$
 donc $d = \frac{E}{S_{\text{obj.}} \times Y}$

Quand on diminue le grandissement Y il faut réduire E dans la même proportion et comme l'ensemble travaille à faible énergie, nous nous trouvons alors presque au seuil d'émission du laser, où la reproductibilité spatiale et l'homogénéité sont mauvaises.

D'où l'intérêt de placer une densité sur le trajet du faisceau laser pour pouvoir utiliser des énergies lumineuses plus élevées.

Avec un grandissement inférieur à $\frac{1}{20}$ les résultats sont trop aléatoires et les reproductions trop irrégulières pour que l'on puisse parler de conditions d'usinage valables.

A ce grandissement, les dimensions des images théoriques sont les suivantes :

- pour la grecque, la partie onlevée mesure $= 9,2\mu$
- pour la mire, la partie onlevée mesure $= 3,2\mu$
- pour le cache, la largeur du trait central mesure $3,8\mu$

Les résultats sont regroupés dans le tableau suivant :

Métal	Cacho	dimensions réel les	qualité
Al + Si O ₂	grecque	9,5 μ	assez bons résultats
	mire	5,5 μ	
Ni Cr	cache	12 μ	élargissement général
	grecque	14 μ	
	mire	5 μ	
Si O ₂	cache	14 μ	attaque impor- tante aux bords de l'empreinte
	grecque	13 μ	
	mire	6,5 μ	
SiO - Cr	cache	15 μ	partie usinée très sale il reste des petites particules de moins d'1 μ
	grecque	11 μ	
	mire	4 μ	
	cache	13 μ	

CHAPITRE VI -

MICRO - SOUDURES

.../

Nous avons réalisé quelques soudures, celles-ci pouvant être utiles par exemple à la liaison d'empreintes réalisées sur couches minces pour des micro-circuits, ou à la liaison d'un micro-thermocouple avec son voltmètre (planche XX) [25].

Nous utilisons ici un montage optique classique de focalisation les fils étant placés parallèlement au faisceau laser, en croix, bout à bout etc... Il est apparu très rapidement que les résultats sont excellents dans le cas de fils de très faible diamètre, lorsque l'énergie est correctement dosée pour obtenir la fusion du métal et non l'évaporation; mais les fils d'un diamètre supérieur à 100 μ subissent une fusion sur une partie du diamètre, ou une évaporation au centre et une fusion autour. Pour éviter ces effets il suffit de défocaliser de manière que la tache laser atteigne un diamètre à peu près double de celui des fils. Une boule de fusion très homogène est alors obtenue pour des diamètres inférieurs à 300 μ .

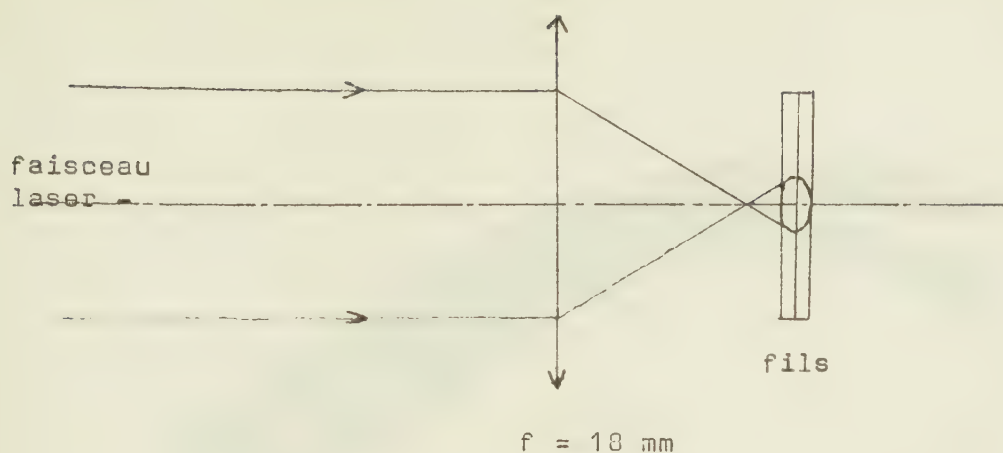
.../



2 fils de cuivre, de diamètre de 50 μ , soudés.



Soudure de 2 fils de 80 μ de diamètre chromel-alumel

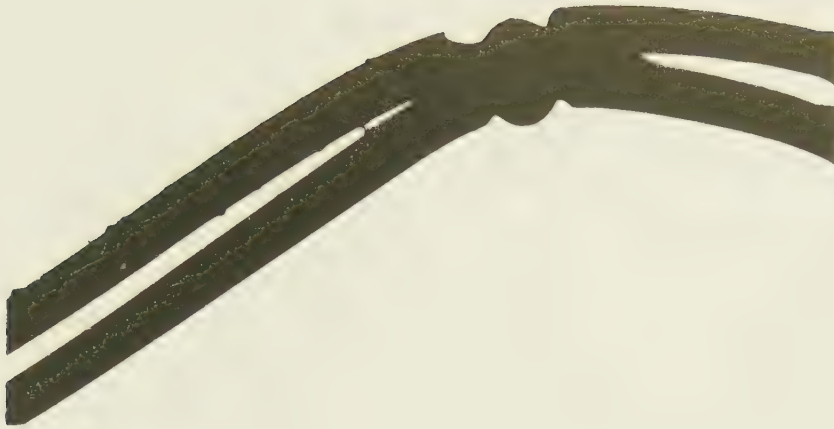


Montage pour les fils de diamètre supérieur à 100μ

La planche XXI représente des soudures réalisées sur des fils de différents diamètres dans des métaux tels que le cuivre, l'or le tungstène, etc...

Pour les mêmes raisons que celles exposées au chapitre IV sur les micro-perçages circulaires, il n'est pas possible d'effectuer un calcul théorique de l'énergie nécessaire à la soudure de deux fils, l'état de surface des métaux utilisés étant très variable suivant les échantillons. Le tableau ci-dessous donne quelques valeurs pour une soudure réalisée à l'aide d'un faisceau laser émis par un rubis.

Métal	Diamètre μ	Energie à la sortie du rubis 10^{-3}J
alumel	80	35
chromel	80	32
chromel+alumel	80	33
or	50	30
tungstène	200	2500
cuivre	150	780



Fils de cuivre soudés de diamètre 80 μ



Fils de cuivre de diamètre 200 μ soudés parallèlement

D'autres essais ont été effectués sur des fils de cuivre de diamètres différents; les résultats sont consignés dans le tableau suivant :

Diamètre μ	E'_{J}
220	2,35
200	2,15
180	1,95
150	0,78
100	0,44
80	0,28

Ces soudures ont été réalisées avec le laser construit pour le micro-usinage, nous n'étions donc pas dans les conditions les plus favorables : durée d'impulsion trop faible. Il apparaît, cependant, que l'énergie croît très rapidement avec le diamètre ce qui limite l'emploi du laser aux soudures de fils de faible diamètre.

.../

C O N C L U S I O N

.../

Les résultats obtenus dans les trois orientations principales de cette recherche sont très encourageants. Souplesse d'emploi, rapidité et reproductibilité ont été mises en évidence. Néanmoins les performances maximales n'ont pu être obtenues faute d'un matériel approprié.

Dans le domaine du micro-perçage, il serait intéressant de posséder une alimentation laser dont le temps de charge serait plus rapide et qui serait programmée de manière à bénéficier automatiquement d'une tension constante lors d'une série d'usinages.

La rapidité de cette méthode est considérablement plus grande (facteur 100) que celle du bombardement électronique et le travail à l'air libre est ici très satisfaisant.

Pour les micro-soudures, il faudrait utiliser un laser dont le temps d'émission serait plus important mais les résultats sont déjà excellents, des micro-thermocouples ont été réalisés de cette manière, et leurs caractéristiques sont très intéressantes. Il s'agit en effet d'un dispositif parfaitement propre qui permet de réaliser un véritable brasage.

En ce qui concerne les micro-empreintes, l'influence de la nature du substrat ne doit pas être négligée, des essais réalisés sur de bonnes couches de chrome : planes, peu piquées, très adhérentes, ont provoqué des fissures très fines dans le substrat, de largeur environ 1μ ; une étude du substrat seul, a montré qu'il contenait des bulles et de nombreuses inclusions microscopiques. Nous avons d'autre

.../

part, observé les inconvénients du travail à l'air, il est donc indispensable si l'on veut améliorer la qualité des images, éviter la pollution et l'oxydation en surface, de travailler sous vide.

Une installation est actuellement en cours, elle permettra d'usiner des couches minces immédiatement après l'évaporation sans avoir à sortir l'échantillon à l'air libre. Le système optique est placé à l'intérieur de l'enceinte, le laser est situé à l'extérieur sur un banc optique et permet un accès direct au masque placé dans le plan de la pupille d'entrée.

Il est prévu, d'autre part, d'utiliser ce montage pour réaliser non plus seulement des éléments passifs : résistances, capacités, mais aussi des éléments actifs : diodes, transistors, en utilisant la lumière laser pour faire diffuser des impuretés à l'intérieur d'un substrat.

.../

B I B L I O G R A P H I E

.../

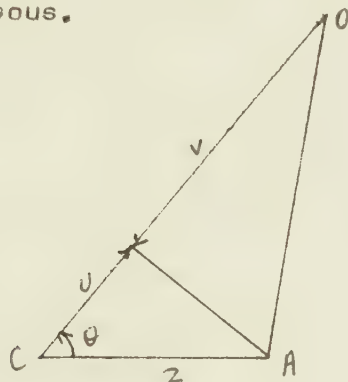
- (1) - A. EINSTEIN - "Quanten théorie der Strahlung" Physikalische Zeitschrift vol. 18 1917
- (2) - M.Y. BERNARD - "Masers et lasers" 1964
- (3) - A. ORSZAG - "Les lasers, Principes - Réalisation - Applications" 1968
- (4) - Réalisations ultrasoniques "Usinage par Ultrasons" 3.4. 1967
- (5) - Compte rendus du Laboratoire Central de l'Armement "Usinage par faisceau d'électrons" 1966 - 1967
- (6) - R. WEILL - "L'usinage électrolytique" - Mécanique et Électricité Janvier 1968
- (7) - M. de CANDOLLE - "L'électroérosion, synonyme de précision" - Mécanique et Electricité - Déc. 1967
- (8) - R.M. WARNER - "Circuits intégrés" - Etude et réalisation 1968
- (9) - R. LYON - Caen "Circuits logiques intégrés" 1968
- (10) - M. BRUHAT et A. MARECHAL - "Optique géométrique" 1959
- (11) - G. BRUHAT - Optique - 1959
- (12) - GIVAUDON "Cours de l'Ecole Supérieure d'Optique" 1965
- (13) - A. MARECHAL - Imagerie Optique - Aberrations - 1952
- (14) - A. MARECHAL et M. FRANCON "Diffraction et structure des images
Influence de la cohérence de la lumière
- 1960 "
- (15) - A. BOIVIN - "Théorie et calcul des figures de diffraction de révolution " 1964
- (16) - E.H. LINFOOT - "Optical Image Evaluation " 1966
- (17) - M. BORN et E. WOLF - "Principles of Optics - Electromagnetic Theory of Propagation - Interference and diffraction of light" 1965.
- (18) - G. PETIAU - "La théorie des fonctions de Bessel" 1965
- (19) - G. COURIER - "Les effets thermiques du rayonnement laser" - Revue générale du thermique Dec. 1965
- (20) - H.S. CARSLAW et J.C. JAEGER - "Conduction of heat in solids" Clarendon Press Oxford (2e édition 1959)
- (21) - R. GUENOT, J. RACINET, A. BOUSQUET - "Problèmes thermiques et perspectives d'utilisation du laser en soudage" - Soudage et techniques connexes N° 3/4 - 1966
- (22) - F. DENNERY et R. GUENOT - "Contribution à l'étude des sources calorifiques dans les problèmes de conduction" Publications Scientifiques et techniques du Ministère de l'Air - Notes techniques 112 - 1962.

- (23) - R. GUENOT, J. RACINET, A. BOUSQUET - "Applications des lasers au soudage et aux techniques connexes" Revue générale d'électricité Octobre 1967.
 - (24) - C. SAUVAIRE - "Contribution à l'étude micro-géométrique et micro-structurale des surfaces usinées - "Thèse d'Ingénieur-Docteur" Juillet 1967
 - (25) - I. MELVIN COHEN et J. Phil EPPERSON - "Applications of Lasers to Microelectronic Fabrication dans Electron Beam and Laser Beam Technology - Déc.1968
-

ANNEXE - 1 - =====

Il s'agit de calculer la position de A' (soit x et y) image de A pour un élément de miroir, c'est à dire en fonction de z, ρ et θ.

Dans le triangle OCA, $\vec{u}$, $\vec{k}$, $\vec{v}$ représentent les vecteurs sur la figure ci-dessous.

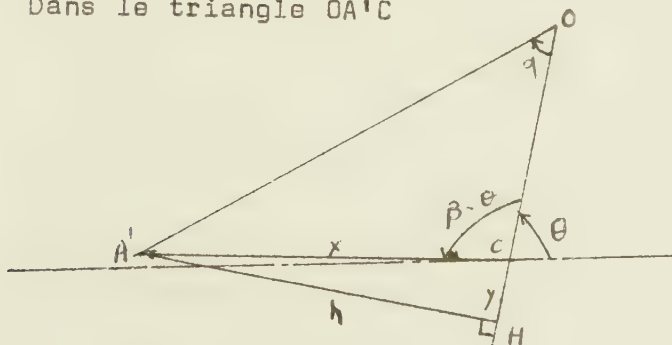


$$\cos \theta = \frac{u}{z} \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{k}{v} \quad \sin \theta = \frac{k}{z} \quad u - v = \rho$$

d'où (1)

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{z \sin \theta}{z \cos \theta - \rho}$$

Dans le triangle OA'C



$$\sin (\pi - \beta + \theta) = \frac{h}{x} \quad \text{soit} \quad \sin (\beta - \theta) = \frac{h}{x}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{y - \rho}$$

.../



$$\cos (\pi - \beta + \theta) = - \frac{y}{x} \text{ soit } \cos (\beta - \theta) = \frac{y}{x}$$

$$\text{d'où } \rho - x \cos (\beta - \theta) = - \frac{x \sin (\beta - \theta)}{\operatorname{tg} \alpha}$$

$$\text{soit (2) } \boxed{-\frac{\rho}{x} = - \frac{\sin (\beta - \theta)}{\operatorname{tg} \alpha} + \cos (\beta - \theta)}$$

En remplaçant $\operatorname{tg} \alpha$ par sa valeur :

$$(3) \quad \boxed{-\frac{\rho}{x} = \cos (\beta - \theta) - \sin (\beta - \theta) \cdot \frac{(z \cos \theta - \rho)}{z \sin \theta}}$$

Dérivons la relation (1)

$$(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) d\alpha = \frac{z (z - \rho \cos \theta)}{(z \cos \theta - \rho)^2}$$

Soit en remplaçant $\operatorname{tg} \alpha$ par sa valeur (1)

$$(4) \quad \boxed{d\alpha = \frac{z (z - \rho \cos \theta) d\theta}{z^2 + \rho^2 - 2\rho z \cos \theta}}$$

Dans le triangle A'OO'

$$\overrightarrow{A'O} = \frac{\rho d\theta \cos \alpha}{d\theta + d\alpha}$$

Dans le triangle A'HO

$$\sin \alpha = \frac{h}{\overrightarrow{OA'}} = - \frac{h}{\overrightarrow{A'O}} = - x \sin (\beta - \theta) \frac{(d\theta + d\alpha)}{\rho d\theta \cos \alpha}$$

.../

$$\text{soit } \sin \alpha = - \frac{x}{\rho \cos \alpha} \sin (\beta - \theta) \left[1 + \frac{d\alpha}{d\theta} \right]$$

En utilisant la relation (4)

$$\sin \alpha = - \frac{x}{\rho \cos \alpha} \sin (\beta - \theta) \frac{(\rho^2 - 3\rho z \cos \theta + 2z^2)}{z^2 + \rho^2 - 2\rho z \cos \theta}$$

$$(1) \text{ peut s'écrire } \frac{\sin^2 \alpha}{1 - \sin^2 \alpha} = \frac{z^2 \sin^2 \theta}{(z \cos \theta - \rho)^2} \text{ d'où } \sin \alpha = \frac{-z \sin \theta}{\sqrt{z^2 + \rho^2 - 2\rho z \cos \theta}}$$

$$\text{donc } (z \cos \theta + \rho) \cdot z \rho \sin \theta \times \sin (\beta - \theta) [2z^2 + \rho^2 - 3\rho z \cos \theta]$$

$$(6) x \sin (\beta - \theta) = + \rho z \sin \theta \frac{(-z \cos \theta + \rho)}{(2z - \rho)(z - \rho) + 3\rho z (1 - \cos \theta)}$$

(3) et (6) permettent d'écrire :

$$\rho - x \cos (\beta - \theta) = + \rho (z \cos \theta - \rho^2) / \sqrt{2z^2 + \rho^2 - 3\rho z \cos \theta}$$

d'où (7)

$$x \cos (\beta - \theta) = \rho \frac{2z^2 - \rho z \cos \theta - z^2 \cos^2 \theta}{(2z - \rho)(z - \rho) + 3\rho z (1 - \cos \theta)}$$

(6) et (7) donnent :

$$\frac{x^2}{\rho^2} = \frac{z^2 [z^2 (1 + 3 \sin^2 \theta) - 2\rho z \cos \theta (1 + 2 \sin^2 \theta) + \rho^2]}{[(2z - \rho)(z - \rho) + 3\rho z (1 - \cos \theta)]^2}$$

.../

$$\frac{\rho}{x} = z \sqrt{\frac{z^2 (1+3 \sin^2 \theta) - 2 \rho z \cos \theta (1+2 \sin^2 \theta) + \rho^2}{(2z - \rho)(z - \rho) + 3 \rho z (1 - \cos \theta)}}$$

$$\text{de même } \sin^2(\beta - \theta) = \frac{\sin^2 \theta (\rho - z \cos \theta)^2}{z^2 (1+3 \sin^2 \theta) - 2 \rho z \cos \theta (1+2 \sin^2 \theta) + \rho^2}$$

$$\text{et } \left[\sin(\beta - \theta) = \frac{\sin \theta (\rho - z \cos \theta)}{\sqrt{z^2 (1+3 \sin^2 \theta) - 2 \rho z \cos \theta (1+2 \sin^2 \theta) + \rho^2}} \right]$$

La seconde caustique est calculée de la même manière en tenant compte du fait que $z_1 = x$

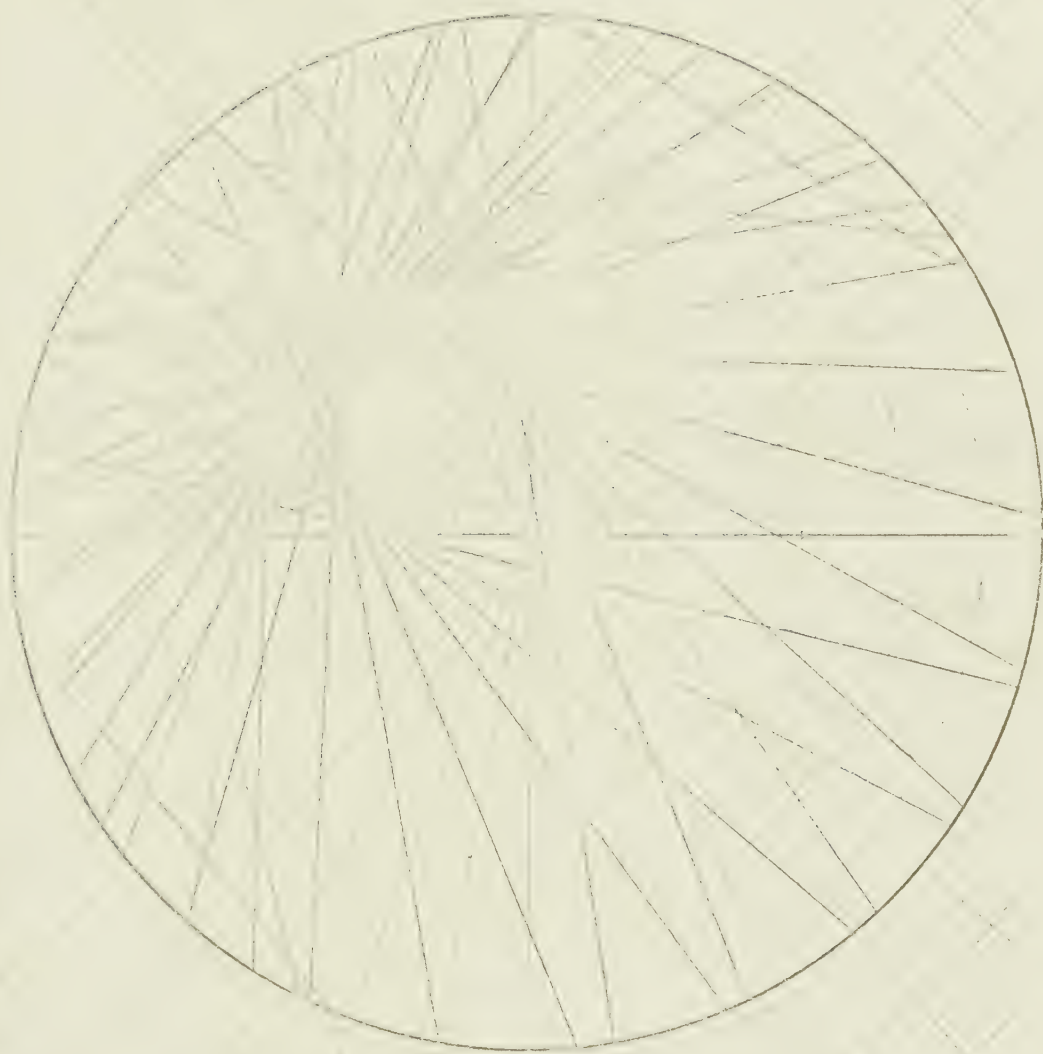
$$\theta_1 = \pi - \beta + \theta + 2\alpha$$

Le résultat est facilement obtenu en utilisant un ordinateur. Le tracé des caustiques pour toutes les positions des flashes, compte tenu des tolérances d'encombrement est ainsi automatisé.

La solution donnant la meilleure homogénéité et le meilleur rendement est la suivante :

$$\rho = 33 \text{ mm}$$

$$z = 18 \text{ mm pour les deux flashes}$$



2ème sujet

Proposition de la Faculté :

UTILISATION de la SPHERE de POINCARE en POLARIMETRIE

APPLICATION à la PHOTOELASTICIMETRIE

S O M M A I R E

I. INTRODUCTION -

II. PROPRIETES de la SPHERE de POINCARE -

1. Définition
2. Représentation sphérique
3. Action d'une suite de biréfringents

III. METHODES CLASSIQUES de PHOTOELASTICIMETRIE -

1. Introduction
2. Principe
3. Les isoclines et les isochromes
4. Etudes à 3 dimensions

IV. METHODES NOUVELLES de PHOTOELASTICITE -

1. Principe
2. Réalisation pratique
3. Application aux problèmes à 3 dimensions

V. CONCLUSION -

I. INTRODUCTION -

.../

David BREWSTER a découvert la double réfraction artificielle en 1816. Il a montré le premier qu'une plaque de verre soumise à une contrainte uniforme acquiert les propriétés d'un cristal uniaxe, que la ligne de contrainte est confondue avec l'axe optique du cristal, et que lorsque la contrainte cesse, la plaque reprend ses caractéristiques initiales [1].

Kerr, Pockels et Filon étudièrent ce phénomène dans des cas simples de compression et trouvèrent en outre que le retard optique introduit sur chaque onde polarisée est proportionnel à la contrainte et à l'épaisseur de la lame utilisée.

Ces propriétés sont à la base de la photoélasticimétrie, méthode qui permet de mesurer directement la différence des deux contraintes principales et donne la forme des isostatiques.

D'autres procédés tels que : les vernis craquelants [2], les franges de Moiré [3], l'holographie [4] permettent de connaître les déformations superficielles d'un solide, siège de contraintes; les jauges [5] mesurent la déformation moyenne entre deux points avec une grande précision.

Mais pour calculer les contraintes à partir des déformations, il faut connaître tous les coefficients d'élasticité qui sont au nombre de vingt et un dans un cristal sans symétrie et de deux dans un cristal isotrope.

II. PROPRIETES de la SPHERE de POINCARÉ -

.../

1. Définition

L'espace est repéré par rapport à un trièdre orthonormé O, x, y, z . L'axe Oz est parallèle à la direction de propagation de la lumière et orienté dans le même sens. Une lumière elliptique est définie dans le plan x, O, y par :

1) l'angle α , défini modulo π , du grand axe de l'ellipse par rapport à Ox ; on convient de prendre $-\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2}$

2) l'aplatissement $c = \frac{b}{a}$; nombre inférieur à 1

a : longueur du demi grand axe

b : " " petit "

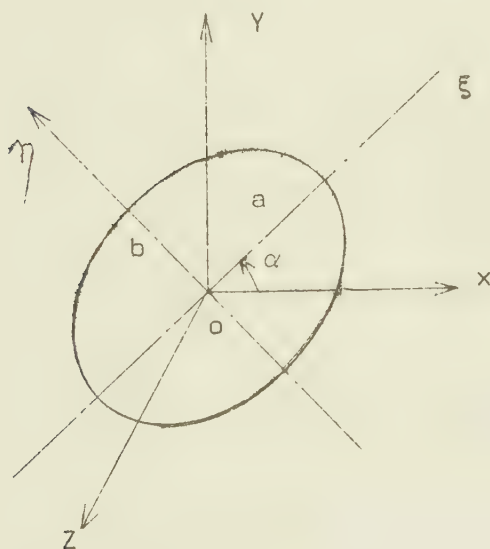


Figure n°1

3) Le sens de parcours du vecteur électrique sur l'ellipse, défini au moyen du nombre $\epsilon = \pm 1$ dans l'expression ci-après des composantes du vecteur électrique :

$$\xi = a \cos \omega t$$

$$\eta = \epsilon b \sin \omega t$$

D'où les coordonnées du vecteur électrique dans le plan $z = 0$.

$$x = \xi \cos \alpha - \eta \sin \alpha = a \cos \omega t \cos \alpha - \epsilon b \sin \omega t \sin \alpha$$

$$y = + \xi \sin \alpha + \eta \cos \alpha = + a \cos \omega t \sin \alpha + \epsilon b \sin \omega t \cos \alpha$$

x et y sont donc les parties réelles

$$x = \text{Ré.} A e^{i\omega t} \quad \text{avec } A = a \cos \alpha + \epsilon i b \sin \alpha$$

$$y = \text{Ré.} B e^{i\omega t} \quad B = a \sin \alpha - \epsilon i b \cos \alpha$$

Le rapport :

$W = \frac{B}{A}$ est en général un nombre complexe, invariable quand le vecteur électrique est multiplié par une constante réelle, c'est à dire, quand l'ellipse est transformée par homothétie.

Les deux sens de parcours se distinguent par le signe de la partie imaginaire de $\frac{B}{A}$ pour $\alpha = 0$.

$\epsilon = + 1$ (vibration droite) est représentée par le 1/2 plan inférieur

$\epsilon = - 1$ (vibration gauche) est représentée par le 1/2 plan supérieur

POINCARÉ a montré que dans le plan complexe, il y avait correspondance bi-univoque entre le point $W = u + iv$ et une forme de

.../

lumière définie par les trois nombres $\alpha \in [-\pi/2, +\pi/2]$; $c \in [0, 1]$ et $\varepsilon = \pm 1$.

Pour cela, il a démontré que le lieu des points

$$W = \frac{a + bt}{c + dt} \quad \text{lorsque } t \text{ réel varie de } -\infty \text{ à } +\infty$$

(a, b, c, d sont des constantes imaginaires)

était un cercle qui passait par les points $\frac{a}{c}$ et $\frac{b}{d}$ obtenus pour $t = 0$ et $t = -\infty$. En effet l'argument de :

$$\left\{ \frac{\frac{a}{c} - \frac{a + bt}{c + dt}}{\frac{b}{d} - \frac{a + bt}{c + dt}} \right\} \text{ expression qui se réduit à } -\frac{dt}{c}$$

est égal à $\text{Arg.}(-t) + \text{Arg.}\left(\frac{d}{c}\right)$

Or $\text{Arg}(-t) = 0$ ou π suivant le signe de t

$$\text{Arg}\left(\frac{d}{c}\right) = \text{Cte}$$

Reprenons $W = \frac{B}{A}$ ci-dessus. Le rapport s'exprime en fonction de

$$c = \frac{b}{a}$$

$$W = \frac{a \sin \alpha - \varepsilon i b \cos \alpha}{a \cos \alpha + \varepsilon i b \sin \alpha} = \frac{\sin \alpha - \varepsilon i c \cos \alpha}{\cos \alpha + \varepsilon i c \sin \alpha} = \frac{tg \alpha - c i c}{1 + \varepsilon i c tg \alpha}$$

conforme à l'expression étudiée à l'instant, avec $t = tg \alpha$ pour c constant, où $t = c$ pour α constant. On a aussi :

.../

$$W = \frac{\operatorname{tg} \alpha (1 - \epsilon^2 c^2) - \epsilon i c (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)}{1 + \epsilon^2 c^2 \operatorname{tg}^2 \alpha} = \frac{\operatorname{tg} \alpha (1 - c^2) - \epsilon i c (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)}{1 + c^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}$$

Chaque forme de lumière (α, c, ϵ) fournit ainsi un point W . On montre inversement, que chaque point $W = u + iv$ fournit des valeurs de α, c et ϵ .

Si c est constant et α variable l'ellipse garde le même aplatissement. Le lieu du point représentatif est un cercle passant par les points

$$W = -\epsilon i \times c \quad (\operatorname{tg} \alpha = 0)$$

$$W = -\frac{\epsilon i}{c} \quad (\operatorname{tg} \alpha = \infty)$$

Il y a deux cercles symétriques par rapport à l'axe u , correspondants à $\epsilon = +1$ et $\epsilon = -1$.

Lorsque $c \rightarrow 0$, les deux cercles tendent vers l'axe des u . Celui-ci correspond par conséquent à une vibration rectiligne ($b = 0$).

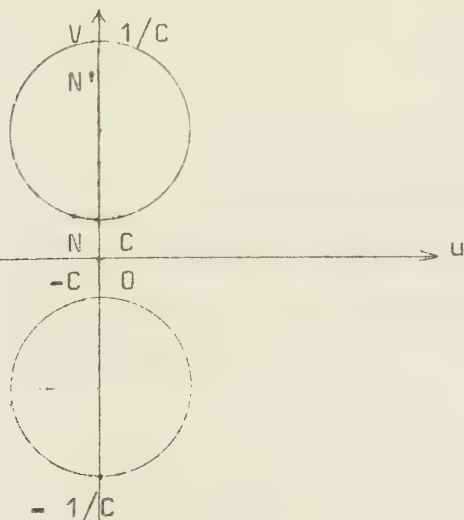


Figure n°2

Lorsque $c = 1$, les points N et N' sont confondus. Le point $W = i$ correspond ainsi à la lumière circulaire gauche et $W = -i$ à la droite.

Le point représentatif des ellipses ayant même orientation d'axes (α constant), et un aplatissement variable $0 \leq c \leq 1$, est un arc de cercle ayant pour extrémités les points :

$$W = -\epsilon i \quad (c = +1)$$

$$W = \operatorname{tg} \alpha \quad (c = 0)$$

Ce cercle est symétrique par rapport à l'axe des u , mais l'arc est entièrement situé dans un demi plan, supérieur si $\epsilon = -1$, inférieur si $\epsilon = +1$.

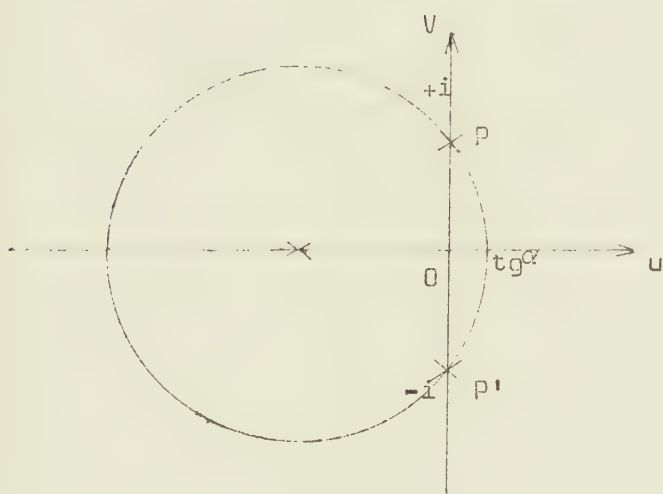


Figure n°3

Lorsque $\operatorname{tg} \alpha$ croît de $-\infty$ à $+\infty$, l'arc balaye tout le demi plan correspondant.

Il existe une transformation homographique ⁽¹⁾ de la variable complexe W conservant l'axe imaginaire et le point i par exemple, qui envoie le point $-\infty$ à l'infini, de manière que le demi plan supérieur ait pour image le cercle unitaire de centre i . Les arcs précédents

se transforment dans les rayons issus de i et les cercles du demi plan supérieur obtenus en faisant varier α se transforment en cercles de centre i et de rayon < 1 . L'orthogonalité de ces cercles images et des rayons prouve que les deux familles de cercles initiales sont orthogonales.

Cela se voit aussi d'après la relation : $ON \cdot ON' = 1 = \overline{OP}^2 = \overline{OP'}^2$

.../

Par chaque point W il passe (figure n°4)

- un seul cercle de la famille représentée sur la figure n°2 ce qui fournit ϵ et c
- un seul arc de cercle de la famille représentée sur la figure n°3 ce qui donne α .

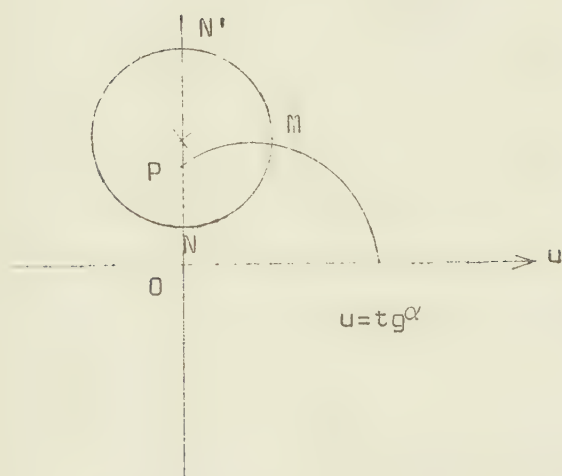


Figure n°4

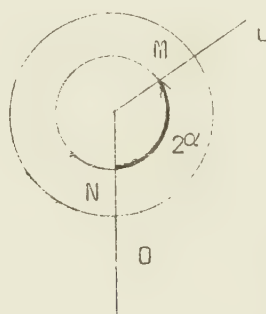


Figure n°5

En effet, en utilisant la transformation homographique (1) signalée ci-dessus, il apparaît (figure n°5) que les coordonnées polaires de M , qui sont uniques si $-\frac{\pi}{2} < \alpha < +\frac{\pi}{2}$ ou $-\pi < 2\alpha < \pi$ déterminent ϵ et c par le rayon et α par l'angle polaire. Il y a donc bien correspondance bi-univoque entre une forme de lumière et un point du plan complexe.

2. Représentation sphérique

Poincaré [6] a estimé plus facile l'utilisation d'une représentation sphérique obtenue par une projection stéréographique du plan u, v .

.../

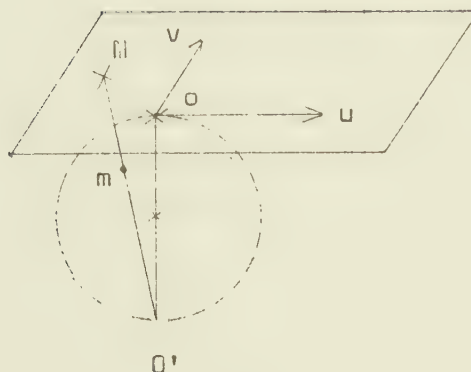


Figure n°6

La sphère a un diamètre égal à l'unité; le point O , origine des coordonnées u, v , est le point de contact du plan et de la sphère. A un point " M ", correspond le point " m " point de rencontre de la sphère et de la droite $O'M$ (O' est le point de la sphère diamétralement opposé à O).

L'axe des u se projette suivant un grand cercle passant par O appelé équateur, qui représente donc les vibrations rectilignes. L'axe des v se projette suivant un autre grand cercle passant par O .

Aux points p et p' correspondent les points P et P' . Ils sont appelés pôles, et tous les grands cercles passant par ces deux points sont des méridiens.

Les ellipses ayant même orientation d'axes sont représentées par des arcs de méridien qui vont de l'équateur à l'un des pôles. Les ellipses ayant même aplatissement sont représentées par des parallèles. L'hémisphère supérieur représente les vibrations

.../

L'angle $(\vec{\omega}_x, \vec{\omega}_z) = 2\alpha$ (μ étant le point d'intersection du méridien passant par "M" et du plan équatorial xwy), et l'angle $\widehat{\mu\omega M} = 2\lambda$ avec $|\operatorname{tg} \lambda| = \frac{b}{a} \leq 1$.

Cette représentation présente néanmoins les deux points faibles suivants : elle n'a pas de traduction pour une densité et elle est inutilisable à l'intérieur d'un milieu anisotrope séparant les deux rayons réfractés. Dans la suite ce cas est écarté.

3. Action d'une suite de biréfringents -

Etudions d'abord l'action d'un biréfringent. Soit Ψ , le déphasage entre l'axe rapide et l'axe lent, θ l'angle entre l'axe de référence et l'axe rapide du biréfringent, la vibration elliptique, qui était représentée sur la sphère par le point "M" est figurée après traversée du biréfringent par un point "M'" déduit du point "M" par une rotation d'angle Ψ autour d'un axe qq' qui est dans le plan équatorial, incliné d'un angle 2θ par rapport à l'axe de référence ω_x .

Un pouvoir rotatoire R ne modifie pas l'aplatissement de l'ellipse ni le sens de parcours du vecteur électrique, il faut simplement tourner le grand axe de l'ellipse d'un angle R . La vibration "M" ayant subi un pouvoir rotatoire R sera donc représentée sur la sphère par un point "M'" déduit du point "M" par une rotation d'un angle $2R$ autour de l'axe ω_z dans le sens direct si le pouvoir rotatoire est dextrogyre, dans le sens inverse, s'il est lévogyre.

Il est facile de démontrer qu'une suite de biréfringents et de pouvoirs rotatoires est équivalente à un seul biréfringent

.../

suivi d'un pouvoir rotatoire. Car leur effet est d'amener le trièdre ωXYZ en une certaine position $\omega X'Y'Z'$. Le passage de ωXYZ à $\omega X'Y'Z'$ peut évidemment être obtenu par une seule rotation autour d'un axe convenable du plan $X\omega Y$ et une rotation autour de l'axe ωZ .

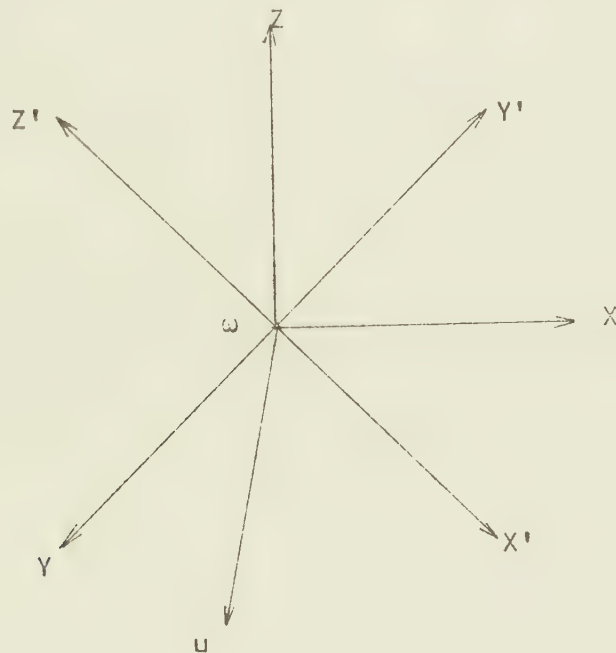


Figure n°8

.../

III. METHODES CLASSIQUES de PHOTOELASTICITE

.../

1. Introduction

Un corps transparent et isotrope soumis à des efforts présente un phénomène de biréfringence [7][8].

Supposons que le corps soit une lame d'épaisseur e traversée par la lumière. Une contrainte de tension P est appliquée perpendiculairement à la direction de propagation de la lumière. Elle produit des retards r_1 et r_2 pour deux ondes polarisées, l'une parallèlement à la direction de la tension, l'autre perpendiculairement.

Ces retards, qui disparaissent lorsque la tension est annulée, lui sont proportionnels dans la plupart des matériaux biréfringents usuels ce qui permet d'écrire :

$$r_1 = C_1 \cdot P \cdot e \qquad r_2 = C_2 \cdot P \cdot e$$

C_1 et C_2 sont appelées les constantes photoélastiques absolues du matériau étudié. Elles dépendent de la longueur d'onde lumineuse. Le retard d'une onde par rapport à l'autre est alors :

$$\varphi = r_1 - r_2 = (C_1 - C_2) \cdot P \cdot e$$

$C = C_1 - C_2$ est appelée constante photoélastique relative.

L'unité est le Brewster : constante photoélastique d'un matériau tel qu'une contrainte simple de 1 kg/cm^2 produise 1 retard de $1 \text{ \AA}$ sur la lumière traversant 1 mm dans une direction perpendiculaire à la contrainte. Si l'échantillon est soumis à deux contraintes principales P et Q dans deux directions perpendiculaires :

$$r_1 = (C_1 P + C_2 Q) e \quad \text{et} \quad r_2 = (C_2 P + C_1 Q) e$$

.../

soit :

$$\delta = r_1 - r_2 = C (P - Q) e$$

On détermine la constante photoélastique du matériau par la mesure de φ en lumière monochromatique après application de tensions connues. Lorsque C est connu, on peut inversement obtenir, par l'observation de φ , des informations sur l'état de contraintes.

Pour qu'une mesure de biréfringence sur une lame échantillon soit significative, il faut évidemment :

1/ que les directions des contraintes principales dans le plan de vibration soient identiques en tout point du trajet d'un rayon.

2/ que les intensités des contraintes principales dans le plan de vibration ne subissent pas de grandes variations le long d'un rayon quelconque.

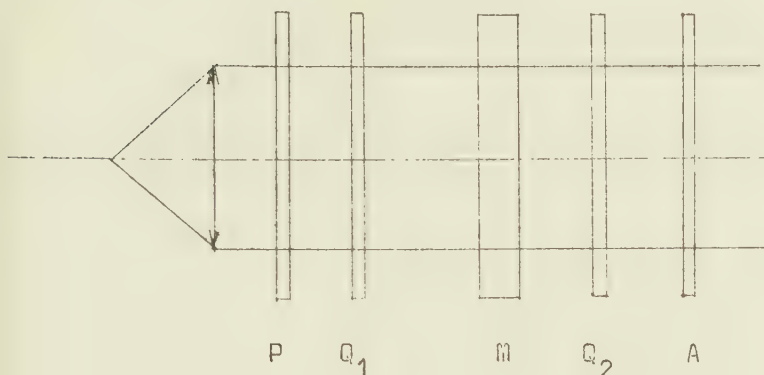
Lorsqu'il en est ainsi, on a affaire à un modèle biréfringent à deux dimensions.

2. Mode opératoire

Le modèle à deux dimensions est le siège de contraintes inconnues, produites par une "charge" c.à.d. des forces appliquées dans son plan. Un faisceau polarisé rectilignement arrive perpendiculairement à la lame échantillon, il est alors décomposé en deux ondes polarisées. L'observation de la polarisation finale est effectuée

.../

par un analyseur perpendiculaire au polariseur.



P = polariseur

A = analyseur

M = modèle

$Q_1 Q_2 = 1/4$ d'onde oscamotables

Figure n°9

En éclairage monochromatique, l'amplitude de l'onde incidente peut s'exprimer si Ox, direction de polarisation est choisie comme axe de référence par :

$$x = a \sin \omega t$$

Soit α l'angle que fait l'axe rapide du biréfringent (direction de la tension P) avec Ox en un point donné de l'échantillon.

La composante suivant l'axe P de la lumière incidente émerge avec l'amplitude $a \cos \alpha \sin (\omega t - r_1)$, la composante suivant l'axe Q avec l'amplitude $a \sin \alpha \sin (\omega t - r_2)$. La résultante dans la direction Y de l'analyseur vaut :

$$\begin{aligned} A_y &= a \sin \alpha \cos \alpha [\sin (\omega t - r_2) - \sin (\omega t - r_1)] \\ &= a \sin 2\alpha \sin \frac{\varphi}{2} \cos \left(\omega t + \frac{1}{2} (r_1 + r_2) \right) \end{aligned}$$

.../

en un point où
les contraintes
principales ont
les directions
OP et OQ

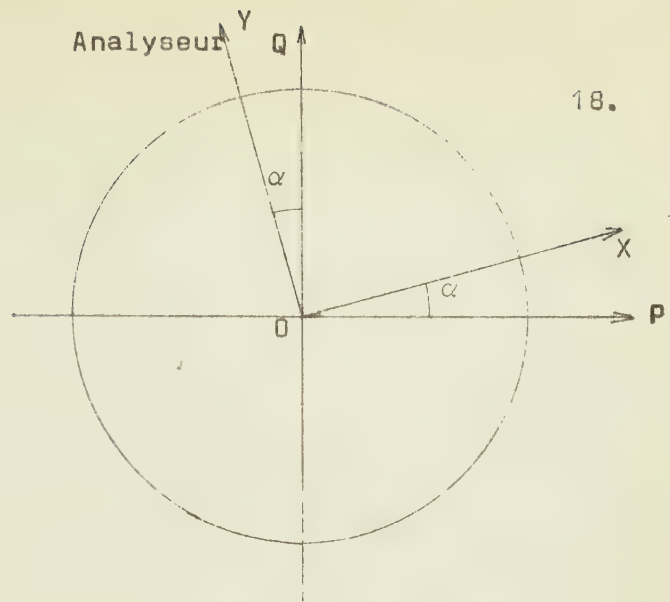


Figure n°10

La composante A_y de l'onde émergente a donc une amplitude de $a \sin 2\alpha \sin \frac{\psi}{2}$, L'intensité de l'onde qui est proportionnelle à $\sin^2 \alpha \sin^2 \frac{\psi}{2}$, s'annule pour :

$$\sin 2\alpha = 0 \quad \text{donc } 2\alpha = k\pi$$

$$\sin \frac{\psi}{2} = 0 \quad \text{donc } \psi = 2k'\pi$$

3. Les isoclines et les isochromes -

La condition $2\alpha = k\pi$ est réalisée lorsque les contraintes principales sont parallèles au polariseur et à l'analyseur. En chaque point de la lame où cette condition est réalisée, on observe une intensité nulle quelles que soient la longueur d'onde et la valeur de $(P-Q)$. Les bandes sombres ainsi obtenues sont appelées isoclines, elles fournissent l'orientation des contraintes. Leur position ne dépend pas de la longueur d'onde utilisée.

La direction des contraintes principales variant d'un point à l'autre de la lame, lorsque l'on fait tourner simultanément analyseur et polariseur, on voit se déplacer les isoclines.

.../

Elles reprennent leurs positions initiales lorsque la rotation atteint $\pi/2$. Les clichés des isoclines obtenus après des rotations successives d'une fraction de $\frac{\pi}{2}$ permettent de connaître la direction des contraintes principales en tous les points de l'échantillon. La seconde condition, lorsqu'on appelle δ le chemin optique correspondant à un retard φ , s'écrit

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = 2\kappa'\pi; \text{ soit } \delta = \kappa'\lambda$$

donc

$$\boxed{C. (P-Q).e = \kappa'\lambda} \quad (1)$$

Lorsque $(P-Q) = \frac{\kappa'\lambda}{eC}$, on obtient une intensité nulle et pour une longueur d'onde donnée, une ligne noire appelée isochromatique ou isochrome. En lumière blanche, la condition (1) est valable pour une longueur d'onde déterminée; si κ' est faible, on voit apparaître une suite de lignes colorées, mais lorsque κ' est un grand nombre, les extinctions se chevauchent et on obtient le blanc d'ordre supérieur.

L'observation des isochromes donne une information sur la valeur de $(P-Q)$ en chaque point du modèle, à condition de déterminer κ' qui varie d'une unité lorsqu'on passe d'une ligne à la voisine.

En éclairage monochromatique, on obtient donc deux réseaux de lignes noires : les isoclines et les isochromes. Les isoclines étant en général des franges très larges tendent à masquer les isochromes et à rendre leur exploitation difficile. On a donc recours au montage suivant :

.../

Entre le polariseur et l'échantillon, on introduit une lame quart d'onde et une autre entre l'échantillon et l'analyseur, leurs axes étant croisés, le retard produit par la première est donc compensé par la seconde.

Les axes de polarisation de ces deux lames sont à 45° des axes du polariseur et de l'analyseur.

La première lame $1/4$ d'onde transforme l'onde polarisée linéairement en circulaire de telle sorte que, quelque soit la direction des contraintes principales, il n'y ait plus d'extinction sauf pour C (P-Q) $e = k'\lambda$

Ce polariscope élimine donc les isoclines. Quant aux isochromes, dont l'observation est essentielle, on s'arrange pour diminuer leur nombre, en réduisant la charge, ce qui n'affecte pas la direction des contraintes principales. Le déphasage ψ est partout réduit dans un rapport constant.

L'éclairage en lumière blanche permet d'étaler au maximum les isochromes, et facilite la détermination de l'ordre k' , (la ligne noire correspondant à $k' = 0$).

Les premières difficultés qui apparaissent sont l'étalement des isoclines (difficulté de faire des mesures précises) et la détermination de l'ordre d'une frange (connaissance de k'). Les photos n°11 et 12 illustrent ces résultats.

Les résultats des observations sont interprétés de la manière suivante :

.../

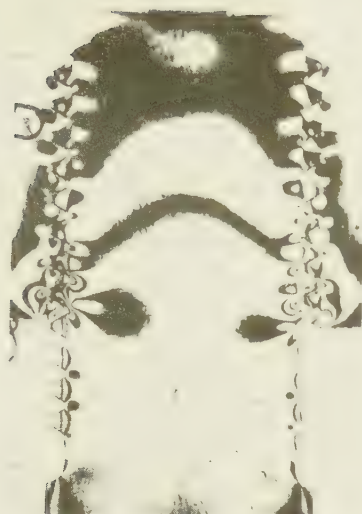


Photo n°11 - Etude d'un filetage *

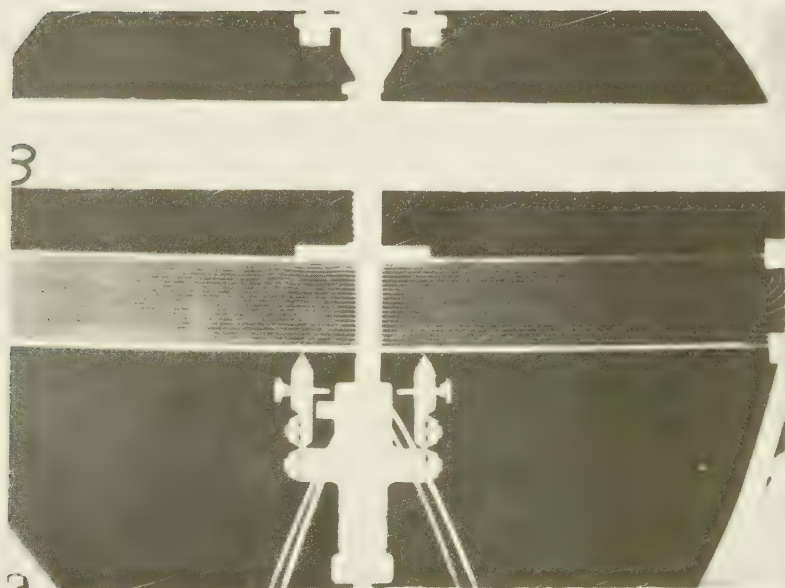


Photo n°12 - Etude d'une poutre *

a) Isoclines

Les isostatiques sont tracées à partir des isoclines, les directions de ces lignes en un point étant les axes principaux de contrainte en ce point, nous obtenons ainsi deux réseaux de courbes se coupant orthogonalement fournissant en chaque point la direction des contraintes.

b) Isochromes

Le problème est de déterminer l'ordre des franges; si en lumière blanche il apparaît une frange noire, cela signifie qu'en ce point k' est nul, les couleurs des franges variant du rouge au bleu permettent de connaître les valeurs croissantes de k' , s'il n'apparaît pas de frange noire il faut partir d'une charge nulle et l'augmenter progressivement en notant l'ordre des différentes franges.

La différence $(P-Q)$ est alors connue, pour en déduire la connaissance de P et de Q , plusieurs procédés peuvent être employés :

- la méthode de l'extension latérale qui mesure la déformation dans le sens de l'épaisseur, d'une plaque chargée donc la somme des contraintes principales dans le plan de la plaque. Cette méthode suppose une connaissance précise du coefficient de Poisson de la substance.

- l'intégration le long d'une isostatique qui tient compte du fait qu'en un point du contour libre de la plaque, les directions des contraintes principales doivent être parallèles et perpendiculaires à la tangente au contour en ce point et la contrainte normale au contour doit être égale au zéro.

- l'utilisation des équations de Lamé-Maxwell due à Filon qui, par le tracé des isoclines sur le réseau d'isostatiques permet de connaître la valeur de P aux points de concours.

.../

- l'intégration le long d'une ligne droite choisie arbitrairement qui fournit la somme des contraintes principales à partir de la connaissance de la contrainte de cisaillement.

- la méthode de Frocht qui permet la détermination des points où une contrainte principale a une valeur maximum ou minimum et d'en déduire les contraintes séparées en un point quelconque par une intégration le long des isostatiques.

- l'équation de Laplace admet comme solution la somme des contraintes principales; donc $(P+Q)$ au centre d'un petit élément de surface, carré, quelconque de la plaque, est sensiblement égale à la moyenne des valeurs aux quatre coins du carré d'où une méthode de calcul de proche en proche qui exige une série de mesures préalables.

4. Etudes à 3 dimensions

La méthode qui vient d'être décrite ne permet que l'étude de phénomènes d'élasticité plane, or les solides élastiques naturels ont trois dimensions et sont soumis en présence de charges à un régime de contraintes à trois dimensions. Il faut arriver à isoler une tranche de l'échantillon assez mince pour que les contraintes soient sensiblement constantes dans son épaisseur. Les trois méthodes les plus utilisées actuellement sont :

- 1/ la méthode de figeage
- 2/ la méthode de Favre
- 3/ la méthode de la lumière diffusée

4.1. - Méthode de figeage

C'est la plus employée (cf. photo n°10). En voici le principe: Certaines matières plastiques, telles que l'araldite, la bakelite ou le plexiglas, chauffées pendant qu'elles sont soumises à une charge ont la propriété de conserver, après un refroidissement lent, sous charge, une biréfringence résiduelle quand la charge est ôtée.

Dans un polariscope des franges apparaissent, similaires à celles obtenues sur le modèle non chauffé soumis à une charge identique, la relation linéaire entre la charge et l'effet optique de contrainte est conservée pour un large domaine de charge.

De plus, ces charges ne varient pas lorsque le matériau est coupé ou percé. Il peut donc être sectionné en tranche, et l'étude se ramène à deux dimensions. Cependant, à moins qu'en un point cette tranche soit perpendiculaire à un axe de contrainte principale, les deux contraintes qu'on détermine sont les contraintes principales dans un plan qui coupe obliquement la quadrique des contraintes en ce point.

Le phénomène de figeage des contraintes s'explique par une analyse du comportement du matériau à l'échelle microscopique [7]. Lors de l'élévation de température l'échantillon passe de l'état vitreux à l'état caoutchoutique, ce qui explique la proportionnalité entre la biréfringence et la contrainte bien que les relations contrainte-déformation et biréfringence-déformation ne soient pas linéaires. A la température maximum les liaisons secondaires se relâchent complètement, les chaînes moléculaires acquièrent une grande mobilité d'où une orientabilité accrue dans les directions de symétrie des contraintes. Cette orientation préférentielle est figée par les liaisons secondaires, qui se rétablissent au cours du refroidissement en charge.

4.2. - Méthode de Favre

Elle consiste à insérer dans un modèle très peu photoélastique, un feuillet plan très photoélastique qui matérialise une surface plane interne sur laquelle l'intérêt est porté à priori.

Pour ne pas modifier la distribution interne des contraintes à mesurer, il est indispensable que les constantes élastiques du feuillet soient identiques à celles du milieu environnant d'où des difficultés technologiques importantes.

4.3. - Méthode de la lumière diffusée

Enfin A. Kammerer [8] et [9] a proposé une méthode utilisant les propriétés de la lumière diffusée. Il éclairait un échantillon en bakelite BT 61.893 avec une lumière polarisée rectilignement, le faisceau incident avait une faible épaisseur et une grande largeur de manière à éclairer dans l'échantillon une tranche mince, analogue à celle qui est considérée dans la méthode de Favre.

L'étude de la lumière diffusée permet de connaître en chaque point du solide, la direction et la différence de deux contraintes normales particulières, comme dans la méthode de Favre. La matière photoélastique utilisée doit être capable de diffuser une quantité de lumière assez importante; l'échantillon est immergé dans un liquide d'indice.

L'étude des échantillons n'admettant pas de plan de symétrie, est particulièrement délicate.

Une nouvelle méthode, développée ces dernières années, permet d'augmenter la précision et d'éliminer les difficultés rencontrées lors de l'utilisation d'un polariscope classique.

IV. METHODES NOUVELLES de PHOTOELASTICIMETRIE -

.../

1. Principe.

La méthode précédente se ramenait à des déterminations d'extinction, où l'on observe des nombres entiers de franges. La nouvelle méthode de mesure des formes de lumière due à André ROBERT permet de travailler sur de petites fractions de frange [11][12][13]. En voici le principe.

Sur la sphère de Poincaré, une ellipse de lumière est repérée par son aplatissement et par l'angle d'orientation de son grand axe; or ces deux grandeurs peuvent être déterminées par des mesures énergétiques simples.

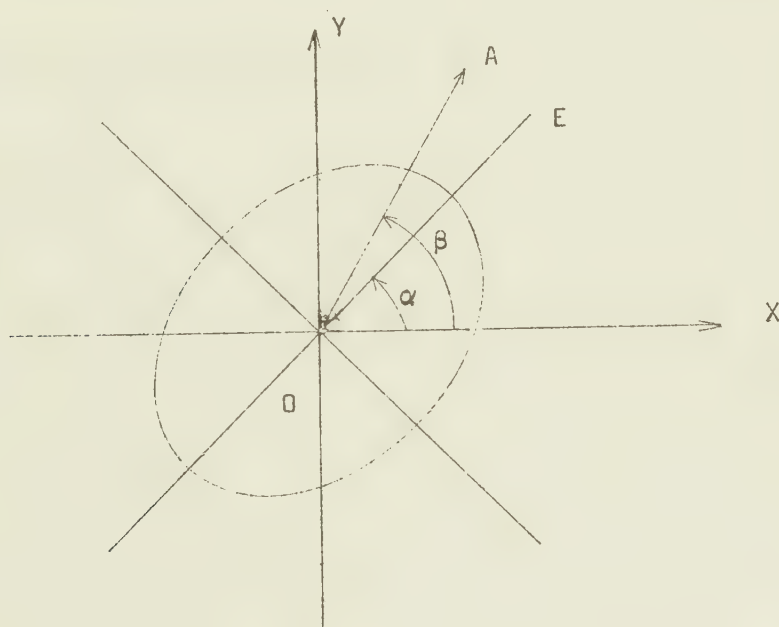


Figure n°11

Soit une ellipse à la sortie du biréfringent dont le grand axe fait un angle α avec une direction OX de référence; si l'analyseur fait un angle β avec l'axe OX, la vibration transmise est égale à : $a \cos (\beta - \alpha) \cos \omega t + b \sin (\beta - \alpha) \sin \omega t$ (ω est la pulsation de la lumière) l'énergie transmise est égale au carré de l'amplitude.

$$E = a^2 \cos^2 (\beta - \alpha) + b^2 \sin^2 (\beta - \alpha)$$

qui peut s'écrire :

$$\begin{aligned} E &= a^2 \left(\frac{1 + \cos 2 (\beta - \alpha)}{2} \right) + b^2 \left(\frac{1 - \cos 2 (\beta - \alpha)}{2} \right) \\ &= \frac{1}{2} [a^2 + b^2] + \cos 2 (\beta - \alpha) [a^2 - b^2] \\ &= \frac{a^2 + b^2}{2} [1 + \cos 2\lambda \cos 2 (\beta - \alpha)] \quad \text{avec } \tau = \frac{b}{a} = \text{tg } \lambda \end{aligned}$$

Si l'analyseur tourne de telle sorte que $\beta = \omega t$

on a :

$$E = \frac{a^2 + b^2}{2} [1 + \cos 2\lambda \cos 2 (\omega t - \alpha)]$$

on obtient donc deux flux lumineux l'un constant, l'autre périodique

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{a^2 + b^2}{2} \\ E_2 &= \left(\frac{a^2 + b^2}{2} \right) \cos 2\lambda \cos 2 (\omega t - \alpha) \end{aligned}$$

.../

Déterminons la valeur de l'aplatissement τ de l'ellipse à la sortie du biréfringent lorsque la vibration incidente est circulaire. Si les axes de référence sont les axes du biréfringent, la vibration incidente s'écrit :

$$x = a \cos \omega t$$

$$y = a \sin \omega t$$

A la sortie du biréfringent, l'influence des contraintes principales P et Q est telle que :

$$x = a \cos \omega t$$

$$y = a \sin (\omega t - \varphi)$$

ce qui donne l'équation suivante :

$$x^2 + y^2 - 2xy \sin \varphi = \cos^2 \varphi$$

Ramenons l'ellipse à ses axes principaux, l'angle de changement d'axes: Y est tel que $\cos 2Y = 0$

$$\text{et } \tau^2 = \frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi}$$

et

$$\cos 2\lambda = \frac{1 - \tau^2}{1 + \tau^2} = \sin \varphi$$

L'angle du déphasage introduit par le biréfringent est donc lié simplement à l'aplatissement de l'ellipse. D'autre part, l'angle Y représente l'angle entre l'axe rapide du biréfringent et l'axe de l'ellipse et α représente l'angle entre le grand axe de l'ellipse et la direction de référence.

.../

L'angle ξ entre la direction de référence et l'axe rapide du biréfringent est donc tel que :

$$\xi = \alpha - \gamma \quad \text{or} \quad \gamma = \frac{\pi}{4}$$

donc $\xi = \alpha - \frac{\pi}{4}$

2. Réalisation pratique

Le montage optique utilisé est le suivant :

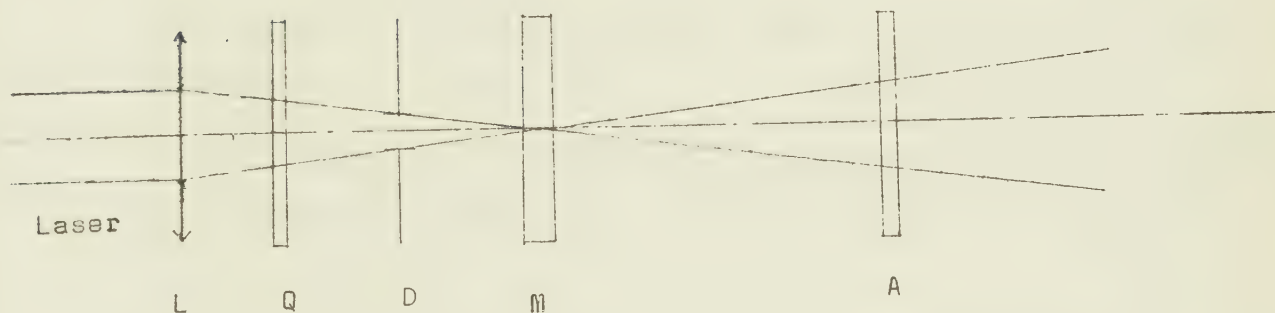


Figure n°12

la source est un laser Hélium-Néon de puissance 1mW utilisé à cause de la directivité du faisceau, émettant une lumière polarisée rectilignement

.../

- une lentille L focalise le faisceau en un point du modèle
- Q une lame $1/4$ d'onde dont les axes font un angle de 45° avec la vibration incidente, on a donc à la sortie une lumière circulaire
- D un diaphragme dont le diamètre est égal à celui du faisceau principal de manière à éliminer la lumière parasite
- M le modèle à étudier
- A l'analyseur tournant à une vitesse de 2800 tours /mm le flux lumineux E transmis par l'analyseur tournant tombe sur un photomultiplicateur qui fournit un courant modulé transformé en tensions à l'aide d'une impédance de charge.

Les deux tensions obtenues V_1 et V_2 sont proportionnelles aux flux lumineux E_1 et E_2

- le rapport de l'amplitude de la tension V_2 et de la tension V_1 est égal à $\cos 2\lambda$ donc à $\sin \varphi$
- d'autre part, une lumière de référence permet de mesurer le déphasage entre cette lumière et E_2 donc de connaître $\cos 2\alpha$ d'où ξ

Enfin, une lame $1/4$ d'onde escamotable est placée entre le modèle et l'analyseur tournant, son axe rapide est confondu avec le grand axe de l'ellipse précédemment déterminé, la phase du signal alternatif obtenu permet de savoir si la vibration est droite ou gauche.

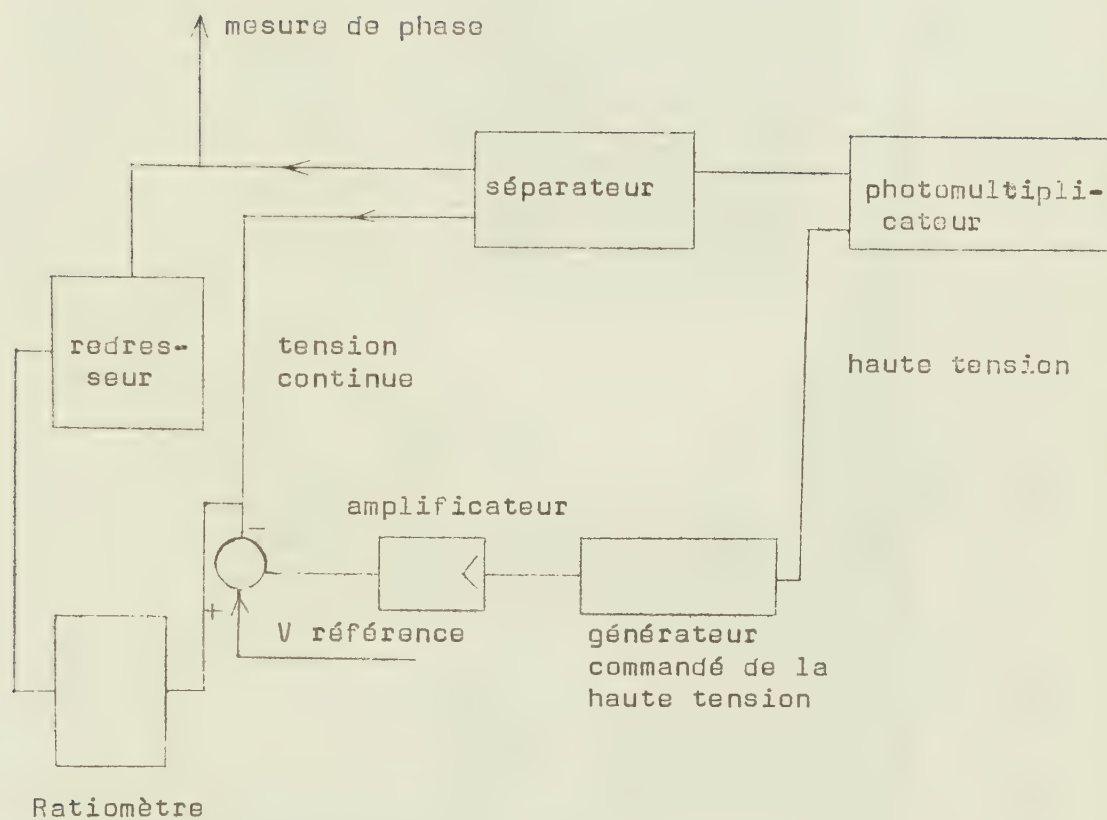
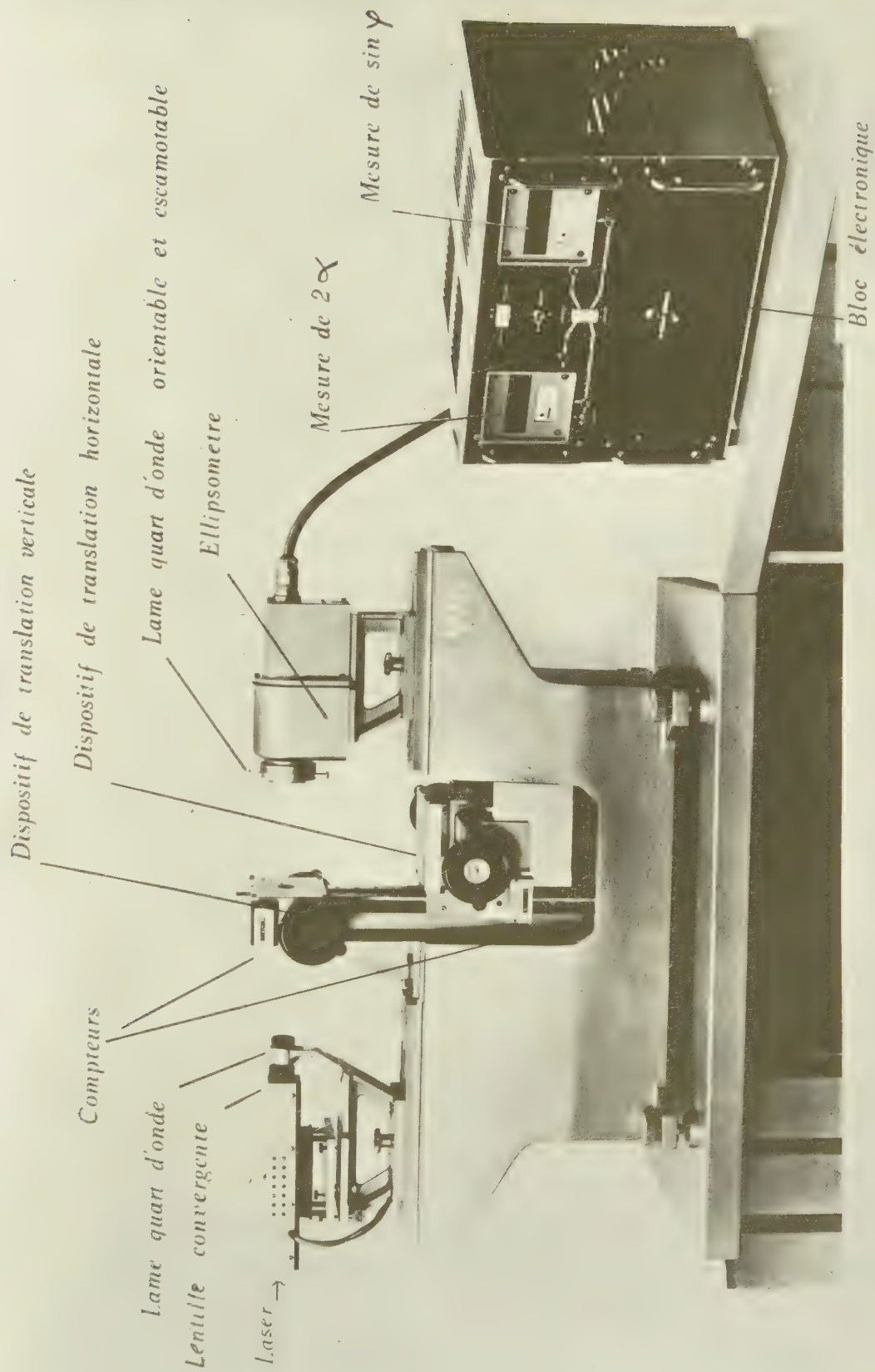


Figure n°13



PHOTOÉLASTICIMÈTRE à deux dimensions.

Un programme mathématique permet, dans les cas où les éprouvettes ont des formes simples : plan, anneau circulaire,... de connaître P et Q à partir des isostatiques ($P-Q$).

Le schéma du dispositif électronique est donné sur la figure n°13.

La photographie n°14 représente l'appareil industriel réalisé.

3. Application aux problèmes à 3 dimensions

a) Principe

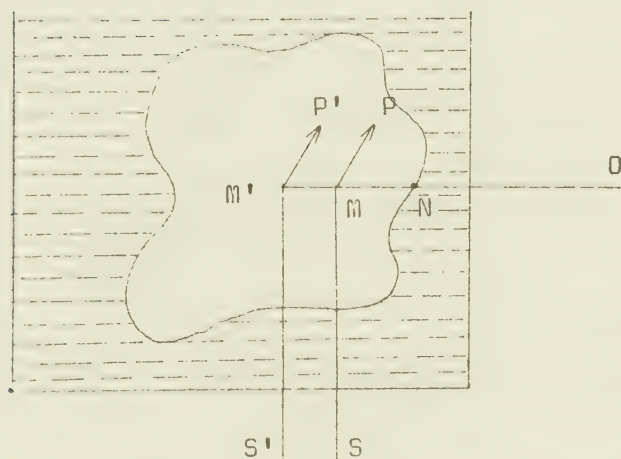


Figure n°15

Le phénomène de diffusion joue ici le rôle de polariseur. Soit un corps transparent dont la biréfringence varie d'un point à un autre; si un rayon non polarisé SM arrive du point M , la lumière diffusée dans la direction perpendiculaire MO est polarisée dans la direction

P , perpendiculaire au plan SMO .

Au point N , cette lumière est devenue elliptique, la partie du modèle comprise entre M et N pouvant être assimilée à une suite de biréfringents donc, comme il a été vu précédemment, à un

.../

biréfringent suivi d'un pouvoir rotatoire. Si le point M se **déplace** au point M', les biréfringents mesurés sont ceux compris entre M et N plus le biréfringent entre M' et M.

Or, il a été démontré précédemment, en étudiant la sphère de Poincaré, que la connaissance de ce biréfringent découlait facilement des mesures précédentes.

Soit τ l'aplatissement d'une ellipse obtenue à la sortie d'un biréfringent lorsque la vibration incidente est rectiligne et fait un angle θ avec l'axe rapide du biréfringent.

L'équation de cette ellipse est :

$$\frac{y^2}{\sin^2 \theta} + \frac{x^2}{\cos^2 \theta} - \frac{2xy \cos \varphi}{\cos \theta \sin \theta} = a^2 \sin^2 \varphi$$

Un changement d'axe, d'angle γ tel que $\text{tg } 2\gamma = \cos \varphi \text{tg } 2\theta$, ramène l'ellipse à ses axes principaux et :

$$y = \frac{1 - \tau^2}{1 + \tau^2} = \sqrt{1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \varphi}$$

La dérivée y' est égale à :

$$y' = - \frac{2 \sin 4\theta}{\sqrt{1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \varphi}}$$

pour $\sin \varphi \neq \frac{\pi}{2}$, y' s'annule pour $\theta = \frac{k\pi}{4}$

La variation de y en fonction de θ est donc la suivante :



La connaissance de y minimum suffit donc à déterminer entièrement le biréfringent : $y_{\min} = |\cos \varphi|$ et à cette position, la vibration incidente est à 45° des axes du biréfringent.

b) Réalisation pratique

Pour avoir une bonne luminosité le rayon de lumière incidente est matérialisé par un faisceau convergent, ayant une certaine largeur.

Il faut donc étudier l'influence de cette convergence sur le principe énoncé ci-dessus. Si le faisceau incident a un angle d'ouverture $2\alpha_0$, la lumière diffusée dans la direction perpendiculaire ne sera plus que partiellement polarisée, c'est à dire qu'il y aura deux vibrations incohérentes X et Y , perpendiculaires, d'amplitude A et a .

Après traversée du biréfringent, la vibration X a une énergie

$$E = A^2 \left[1 + \frac{1 - \tau_1^2}{1 + \tau_1^2} \cos 2 (\Omega t - \beta_1) \right]$$

.../

c_1 : aplatissement de l'ellipse - β_1 : angle du grand axe de l'ellipse avec l'axe rapide du biréfringent

De même pour la vibration Y

$$E' = a^2 \left[1 + \frac{1 - \tau_2^2}{2} \cos 2 (\Omega t - \beta_2) \right]$$

Or, la représentation sur la sphère de Poincaré permet de voir que deux vibrations perpendiculaires donnent naissance à deux ellipses de même aplatissement dont les axes sont décalés de $\pi/2$.

$$\begin{aligned} \text{Soit : } \tau_1 &= \tau_2 \\ \beta_2 &= \beta_1 + \frac{\pi}{2} \end{aligned}$$

D'où

$$E + E' = A^2 + a^2 + (A^2 - a^2) \frac{(1 - \tau_1^2)}{1 + \tau_1^2} \cos 2 (\Omega t - \beta_1)$$

la tension lue au voltmètre alternatif est donc proportionnelle à

$$(A^2 - a^2) \frac{1 - \tau_1^2}{1 + \tau_1^2}$$

Le principe de mesure reste donc valable et, en exprimant A et a en fonction de α_0 le calcul montre que la valeur $(A^2 - a^2)$ est maximale pour $\alpha_0 = 55^\circ$. L'influence de l'épaisseur du faisceau a été étudiée mais pratiquement la largeur du pinceau est très faible et il n'y a pas lieu d'en tenir compte. Le dispositif optique est le suivant :

.../

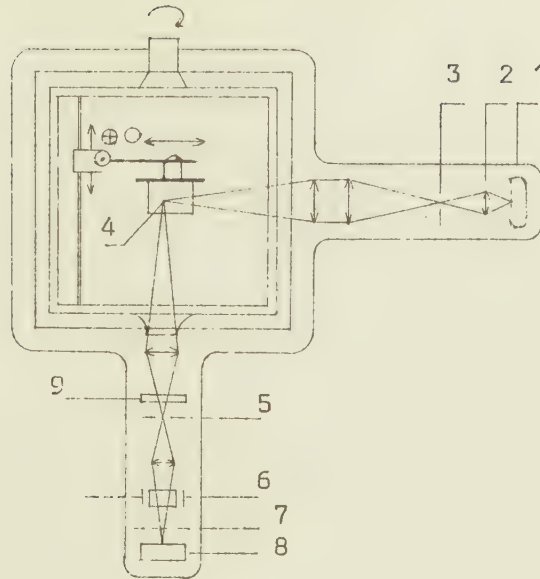


Figure 16 - Schéma du banc de photoélasticimétrie tridimensionnelle par la lumière diffusée.

- 1 - lampe à vapeur de mercure de forte luminance alimentée en continu
- 2 - condenseur
- 3 - diaphragme source
- 4 - point choisi du modèle
- 5 - fente de largeur variable située en l'image de 4
- 6 - analyseur tournant
- 7 - filtre
- 8 - photomultiplicateur
- 9 - lame 1/4 d'onde escamotable

Comme pour le dispositif plan, les deux tensions V_1 et V_2 sont étudiées mais ici l'échantillon tourne autour de l'axe de mesure pour faire varier l'angle θ .

La valeur efficace de la tension alternative, proportionnelle à la fonction y , est réglée égale à l'unité au maximum; au minimum, elle représente donc $|\cos \varphi|$ et à cet instant, l'axe rapide du biréfringent est à 45° de la vibration incidente.

Enfin, pour connaître le sens de la vibration, une lame $1/4$ d'onde est intercalée après le modèle de telle sorte que l'axe rapide de la lame soit confondu avec le grand axe de l'ellipse précédemment déterminé (cf. fig. n°17)

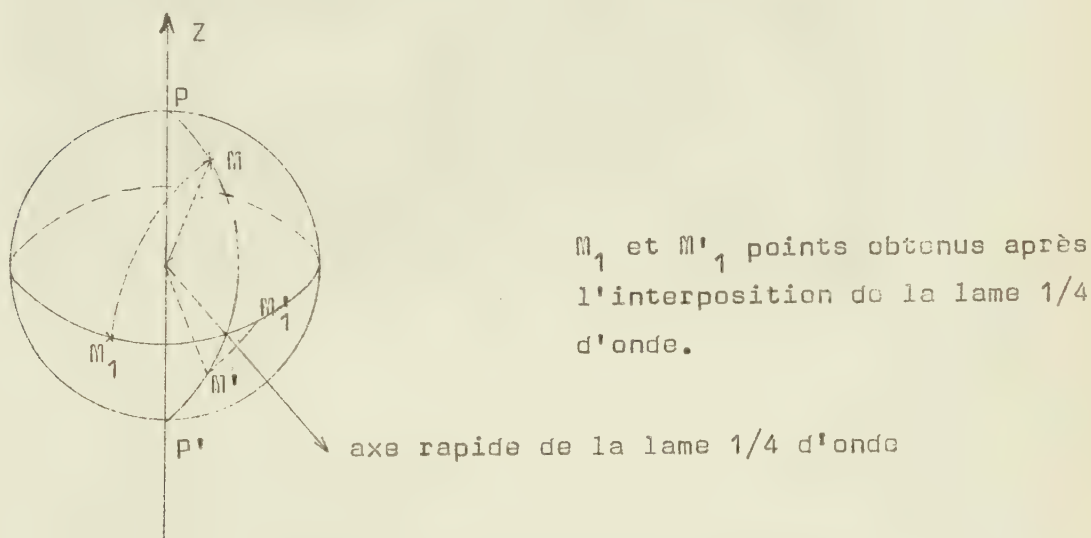
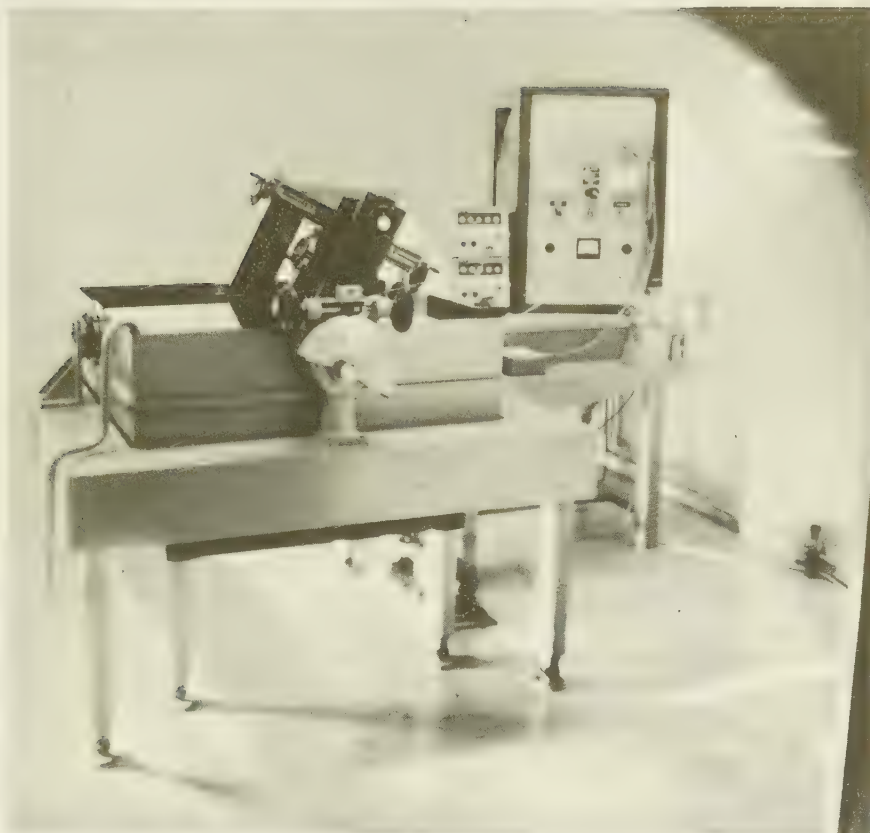


Figure 17 - Sphère de Poincaré

La précision actuellement obtenue est de l'ordre de $\frac{1}{1000}$ de frange pour φ et $\frac{1}{10}$ de degré pour la position des axes.

.../



La photographie n°18

représente la prototype industriel actuellement
utilisé au Ministère de la Marine à PARIS -

CONCLUSION

.../

Nous venons d'étudier les deux principales méthodes de photoélasticimétrie actuellement utilisées. La première méthode présente l'avantage d'exiger un matériel réduit, d'être très rapide et de donner immédiatement l'orientation des isostatiques et la différence des contraintes principales.

Pour un modèle opaque, l'utilisation des vernis photoélastiques permet une investigation en surface. Le procédé est cependant imprécis et présente de gros inconvénients dès qu'il s'agit d'un modèle à 3 dimensions. La nouvelle méthode de photoélasticimétrie due à A. ROBERT permet d'obtenir d'excellents résultats pour les études à 2 ou 3 dimensions; la précision des mesures est très supérieure à celle obtenue par la méthode classique, la rapidité est améliorée et l'étude totale du modèle point par point peut être réalisée. Pour les études à trois dimensions, il est cependant préférable d'utiliser le découpage en tranches lorsque l'on connaît à priori une direction de contrainte car l'étude à deux dimensions est beaucoup plus rapide et plus précise; lorsque les maquettes ont des formes très compliquées, il est alors obligatoire d'utiliser le photoélasticimètre à trois dimensions.

Les prototypes industriels déjà réalisés, mis en place au Ministère de la Marine à Paris, utilisés par de nombreux organismes français et étrangers, donnent directement l'angle de déphasage et la position des axes du biréfringent ce qui permet une économie de temps considérable. Enfin, cette méthode permet d'envisager avec succès des études de photoélasticimétrie dynamique.

B I B L I O G R A P H I E

.../

- [1] - H.T.JESSOP et F.C.HANIS - "Photoélasticité Principes et Méthodes" 1952
 - [2] - G. FAURE - "Le vernis craquelant" Revue française de mécanique 1966 n°20
 - [3] - M. DIRUY - "Analyse des contraintes par la méthode des réseaux optiques" Mars 1959
 - [4] - M. PAUTHIER-CAMIER - "L'holographie, ses applications et plus particulièrement celles qui relèvent de l'analyse des contraintes" - Revue française de mécanique 2ème trimestre 1968
 - [5] - J. AVRIL - "Manuel d'analyse expérimentale des contraintes " 1967
 - [6] - H.POINCARÉ - "Théorie mathématique de la lumière" - 1889
 - [7] - MM. FROCHT - Photoelasticity Volume I
 - [8] - A. KAMMERER "Photoélasticimétrie à 3 dimensions" 1952 Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air
 - [9] - A. KAMMERER - "Recherches sur la photoélasticimétrie" 1944
 - [10] - A. PIRARD - "La photoélasticité" 1947
 - [11] - A. ROBERT et Mme GUILLEMET - Conférence aux membres du GAMAC Mai 1963 - Juillet 1963.
"Nouvelle méthode d'utilisation de la lumière diffusée en photoélasticimétrie à 3 dimensions".
 - [12] - A.ROBERT, C.BOURDON, J.L. LE GOER- "Principe et description d'un photoélasticimètre tri-dimensionnel à lumière diffusée Conférence aux membres du GAMAC Juin 1967.
 - [13] - A.ROBERT - "Méthodes classiques et méthodes nouvelles en photoélasticimétrie" Mémorial de l'artillerie française 1968
 - [14] - M.VANDAELE -DOSSCHE et R. VAN GEEN "Cinq leçons de photoélasticité tridimensionnelle" Université libre de Bruxelles 1969.
-

